

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN MINIATUUR-RÖNTGENTOESTEL VOOR TANDARTSEN

door J. FRANSEN.

616.314-073.75

Voor het maken van röntgenfoto's van het gebit heeft men slechts een geringe röntgenintensiteit nodig. Een toestel hiervoor behoeft derhalve slechts voor klein vermogen gebouwd te zijn (bijv. 160 W), het kan met betrekkelijk lage buisspanning (45 kV_{max}) werken, en bovendien behoeven spanning en stroom niet regelbaar te zijn. Deze vereenvoudigingen hebben het mogelijk gemaakt een röntgenapparaat voor tandartsen te construeren dat opvalt door zijn uiterst kleine afmetingen en gewicht (4,5 kg). Het röntgenbuisje, voor welks bouw de constructieprincipes van moderne radiobuizen zijn toegepast, is slechts 6 cm lang. Röntgenbuis en hoogspanningstransformator zijn tezamen in een met olie gevuld omhulsel gemonteerd. De gloeistroom wordt van een wikkeling op de hoogspanningstransformator betrokken. De buisstroom wordt daarbij in voldoende mate ongevoelig gemaakt voor netspanningsschommelingen, door de kathode niet in het verzadigings- maar in het ruimteladingsgebied te doen werken; de voor dit doel gebezigde schakeling heeft bovendien nog een extra stabiliserende werking. Behalve deze punten worden in dit artikel nog de constructie van de transformator en de samenstelling van het gehele toestel nader beschreven.

Het maken van röntgenfoto's van het menselijk gebit, en het construeren van een toestel hiervoor, is in allerlei opzichten een veel eenvoudiger taak dan die, waarvoor men zich bij de medische röntgendiagnostiek gewoonlijk ziet geplaatst. De belangrijkste verschilpunten zijn:

- 1) Het te fotograferen object maakt geen periodieke bewegingen zoals longen, hart en maag. In tegenstelling met deze organen laat het dus, uit een oogpunt van bewegingsonscherpte, een lange belichtingstijd toe.
- 2) Het te doorstralen lichaamsdeel (de kaak) is hoogstens 2 à 2,5 cm dik. Men kan daarom het focus van de röntgenbuis, zonder dat een hinderlijke vervorming in het schaduwbeeld optreedt, dicht bij het object (en dus bij de film) plaatsen. Doordat alle delen van het object vlak bij de film liggen, blijft daarbij ook de geometrische onscherpte voor alle delen gering.
- 3) Dank zij de aard en de geringe dikte van het object absorbeert dit relatief weinig röntgenstraling. Dit feit, tezamen met de kleine afstand tussen focus en film en de mogelijkheid van lange belichting, maakt dat men, als maar een film met behoorlijke gevoeligheid gebruikt wordt, geen

intensieve straling voor de opnamen nodig heeft¹⁾. De welkome consequenties hiervan zijn:

- a) Men kan met een relatief gering vermogen van de röntgenbuis volstaan.
- b) Men kan in het bijzonder een lage buisspanning kiezen. Dit is niet alleen voordelig uit constructief oogpunt, maar het is bij de beschouwde dunne objecten zelfs een essentiële voorwaarde om behoorlijke contrasten in het beeld te krijgen.
- c) Het kleine vereiste vermogen kan gedissipeerd worden op een betrekkelijk klein focus, hetgeen de scherpte van het verkregen röntgenbeeld ten goede komt.
- 4) In het geval van een toestel dat uitsluitend voor de tandarts is bestemd, loopt de dikte en de samenstelling der te doorstralen weefsellaag

¹⁾ Weliswaar is er ook een factor die de tegenovergestelde uitwerking heeft. In verband met de relatief hoge eisen die bij de tandfoto's aan de scherpte worden gesteld, zal men hierbij geen fluorescerende versterkingsfolies tegen de film leggen, daar deze door hun korreligheid een aanzienlijke onscherpte veroorzaken. Dit maakt een ongeveer 10 maal zo grote intensiteit nodig als met versterkingsfolies. Toch is de winst in intensiteit door de eerder genoemde factoren ver overheersend.

voor verschillende opnamen weinig uiteen. De spanning op de buis en de stroom behoeven daarom niet regelbaar te zijn. Geringe absorptieverschillen kunnen, om eenzelfde gemiddelde filmzwarting te krijgen, eenvoudig door variatie van de belichtingstijd worden opgevangen.

- 5) Met de kleinheid der objecten correspondeert een klein filmformaat. Het gezichtspunt van de opnamekosten maakt het dus niet nodig om te doorlichten in plaats van te fotograferen. Zelfs zou doorlichten bezwaarlijk zijn wegens de grote schermmonscherpte, en wegens de te grote röntgendosis die daarbij de patient zou worden

toegediend. Het röntgentoestel behoeft derhalve geen continue belastingen te verdragen.

Dat er blijkens het bovenstaande bij de constructie van een röntgentoestel voor tandartsen betrekkelijk gemakkelijk te realiseren eisen worden gesteld, betekent geenszins, dat het product technisch minder interessant moet zijn. Immers, dank zij de eenvoudige condities was het hier mogelijk om andere, meer presterende, diagnostiekapparaten ver de loef af te steken wat kleinheid, eenvoud van constructie en simpelheid van bediening betreft. In *tabel I* zijn enige gegevens van een nieuw, door Philips speciaal voor tandartsen



Fig. 1. Het nieuwe door Philips ontwikkelde miniatuur-röntgentoestel („Oralix”), bevestigd aan een tandartsenstoel. Het toestel bevindt zich in het verlengde der beide pijltjes.

Tabel I. Vergelijking van enige gegevens van een universeel diagnostiekapparaat („Medio D”) en het nieuwe röntgentoestel voor tandartsen („Oralix”).

	„Medio D”	„Oralix”
Buisspanning	45-100 kV _{max}	45 kV _{max}
Buisstroom bij opname	100-250 mA	5 mA
Buisstroom bij door- lichten	3 mA	—
Belichtingstijd	0,02-8,0 sec	0,1-6,0 sec
Focusbreedte	1,2 of 2,0 of 3,5 mm	1,0 mm
Vermogen, intermitterend	13 kW	160 W
Vermogen, continu	150 W	(16 W)
Gewicht röntgenbuis	20 kg	} 4,5 kg
Gewicht generator	300 kg	
Lengte röntgenbuis	30 cm	6 cm

ontwikkeld toestel („Oralix”) vergeleken met de overeenkomstige van een universeel diagnostiekapparaat („Medio D”²⁾). *Fig. 1* toont het toestel, bevestigd aan een tandartsenstoel.

Uit de beschrijving die we nu van dit miniatuurtoestel willen geven, zal nog nader blijken, op welke wijze men van de gegeven mogelijkheden voor een kleine en eenvoudige constructie tot het uiterste heeft voordeel kunnen trekken.

De röntgenbuis

De röntgenbuis is vervaardigd van hard glas en ter isolatie in olie geplaatst. Hierdoor wordt, zoals reeds meermalen is beschreven³⁾, een sterke reductie verkregen van de isolatie-afstanden die voor de buisspanning nodig zijn, en daarmee van de minimum lengte der buis. In ons geval, waar slechts een spanning van 45 kV_{max} werd gevraagd, was de minimum benodigde buislengte zelfs zo klein, dat het probleem ontstond, hoe de kathode en anode met hun toevoeren aan te brengen om ten volle van de mogelijke beperking der afmetingen te profiteren.

Fig. 2 laat de gevonden oplossing zien. De kathode is niet, zoals bij grotere röntgenbuizen, met de klassieke kneepconstructie in de buis gesmolten, maar de buis is naar het voorbeeld der moderne radiobuizen voorzien van een platte bodem, van

hard glas. Hierin zijn vier molybdenium pennen gesmolten, die tegelijkertijd kunnen fungeren als aansluitpennen, als doorvoerdraden en als steunpolen, waarop binnen in de buis het kathodesysteem is gemonteerd. De anode van massief wolfram is aan een dunne pen, eveneens van molybdenium, bevestigd, die met de gebruikelijke insmeltechniek door de top van de buis is gevoerd. De resulterende kleine afmetingen worden door *fig. 2* geïllustreerd.

De gloeidraad is geplaatst in een kathodedop, die zorgt voor de focusering van de uitgezonden electronen op het gewenste kleine vlakje van 1 × 3 mm breedte op de anode (lijnfocus, dat in schuine projectie de schijnbare afmetingen 1 × 1 mm heeft).

De dunne anodepen kan er niet veel toe bijdragen de warmte, die op het focus wordt ontwikkeld, van de anode naar buiten af te voeren. De anode moet deze warmte derhalve voor het grootste deel door straling kwijtraken.

Dat zij hiertoe inderdaad in staat is, moge blijken uit de volgende berekening. De hoeveelheid warmte die tijdens een opname van 6 seconden (de langste met het toestel mogelijke belichtingstijd) ontstaat, is equivalent met 950 Wsec, bij voeding met wisselspanning van 45 kV_{max} en 5 mA gemiddelde buisstroom. De massa van de anode is 66 gram, de warmtecapaciteit derhalve 9,4 Wsec/°C. De temperatuurstijging tijdens een opname bedraagt dus rond 100 °C. Daar hoogstens gerekend wordt op een intermitterend bedrijf met één dergelijke

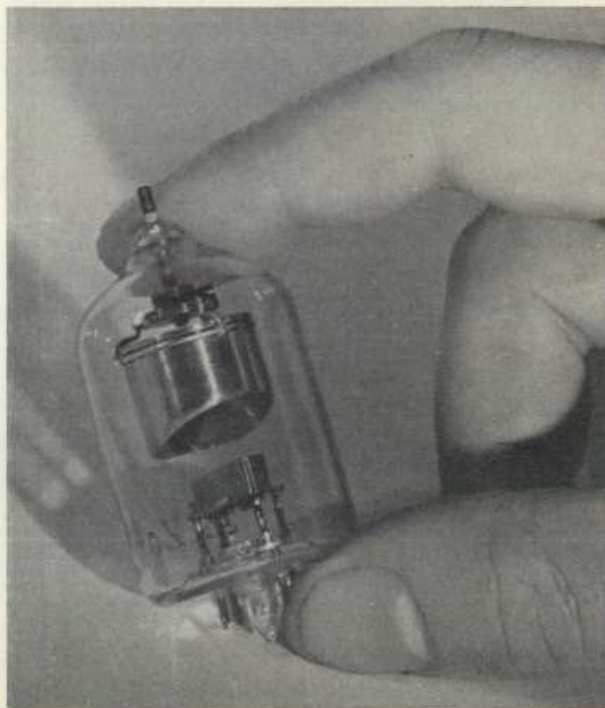


Fig. 2. Röntgenbuis van het miniatuur-röntgenapparaat. De buis is berekend voor wisselspanningsbedrijf met 45 kV_{max} en 5 mA (gemiddeld), te leveren gedurende hoogstens 6 seconden per minuut.

²⁾ H. A. G. Hazen en J. M. Ledeboer, Een universeel apparaat voor röntgendiagnostiek, Philips techn. T. 6, 12-21, 1941. — Een tandartsentoestel, gebouwd volgens soortgelijke principes als het hier beschrevene en dat zelfs nog minder woog, werd door Bouwers reeds in 1937 gedemonstreerd op het vijfde internationale röntgenologencongres te Chicago (zie A. Bouwers en W. J. Oosterkamp, Amer. J. Roentg. Radium Therapy 41, 444-447, 1938). In verband met fabricageproblemen werd dit toestel toen echter niet in grotere aantallen vervaardigd.

³⁾ Zie bijv. J. H. van der Tuuk, Hardglazen röntgenbuizen in olie, Philips techn. T. 6, 314-320, 1941.

lange opname per minuut, kan de anode niet na elke opname tot kamertemperatuur afkoelen, maar zal met een bepaalde, hogere basistemperatuur moeten worden gerekend. Tijdens de opname mag de anodetemperatuur tot een maximale waarde van 850 °C stijgen, zodat de basistemperatuur dus hoogstens 750 °C mag bedragen. De anode moet dus in staat zijn telkens binnen een minuut door straling van 850 tot 750 °C af te koelen. Nu geldt voor de totale straling van een zwart lichaam van temperatuur T_1 °K:

$$P = \sigma \cdot (T_1^4 - T_0^4) \text{ W/cm}^2,$$

waarbij $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-12} \text{ W/cm}^2 \text{ graad}^4$ en T_0 de omgevingstemperatuur is. De straling van blank wolfram is aanzienlijk minder. Bij 1100 °K bijv. straalt een blank wolframoppervlak even veel als een zwart lichaam van 659 °K. Voor onze anode kunnen we aannemen, dat de straling bij een gemiddelde temperatuur plaats vindt, die tussen 1023 en 1123 °K ligt, en dat de straling derhalve gelijk is aan die van een zwart lichaam van ongeveer 640 °K. Hiervoor vindt men uit de formule $P = 0,92 \text{ W/cm}^2$. Aangezien de anode een oppervlak van 13 cm² bezit, geeft zij bij de afkoeling ca 700 Wsec per minuut door straling af, terwijl 950 Wsec wordt toegevoerd.

Het surplus van ca 250 Wsec wordt door geleiding via de anodepen weggevoerd.

De uitgestraalde warmte wordt in eerste instantie opgenomen door de olie die de buis omgeeft en die deze warmte aan het omhulsel afvoert. De olie heeft dus behalve een isolerende ook een koelende functie.

Voeding van de buis en stabilisatie van de buisstroom

De schakeling voor de voeding van de röntgenbuis is in fig. 3 weergegeven. De secundaire spanning van de hoogspanningstransformator wordt rechtstreeks op de röntgenbuis gezet. De spanning voor de gloeidraad wordt ontleend aan een afzonderlijke wikkeling, welke op de secundaire wikkeling is aangebracht. Buisspanning en gloeispanning staan dus in een vaste verhouding. Deze eenvoudige methode is in ons geval mogelijk aangezien buisspanning noch buisstroom behoeven te worden gevarieerd, maar op de vaste waarde van 45 kV_{max} resp. 5 mA (gemiddelde waarde) worden ingesteld.

Bij normale röntgentoestellen, waarbij men de buisstroom wel wil variëren, wordt de gloeispanning door een afzonderlijke kleine transformator geleverd; zij kan dan door regeling aan de primaire (op lage potentiaal staande) zijde van deze transformator worden ingesteld, onafhankelijk van de buisspanning. Om een gevoelige regeling van de buisstroom te verkrijgen, laat men daarbij de röntgenbuis in het verzadigingsgebied der kathode-emissie werken; immers de verzadigingswaarde van de kathode-emissie hangt zeer sterk van de kathodetemperatuur af. Zo kan men met een variatie van slechts 10% in de gloeispanning reeds een variatie van bijv. 50% in de buisstroom verkrijgen.

In ons geval, waar we slechts één bepaalde waarde van de buisstroom wensen, is het niet alleen niet nodig, in het verzadigingsgebied der kathode te werken, maar dit is zelfs ongewenst. De buisstroom zou dan immers zeer gevoelig zijn voor kleine netspanningsschommelingen. Aangezien een dergelijke schommeling in het algemeen onopgemerkt blijft — de spanning wordt bij toestellen die geen regeling bevatten gewoonlijk niet gecontroleerd —, en aangezien men de stroomvariatie dus niet door een wijziging van de belichtingstijd kan compenseren, zou dan de filmzwarting niet in de gewenste mate reproduceerbaar zijn.

Om deze reden is het aangewezen de röntgenbuis in ons geval niet in de verzadiging te laten werken maar in het ruimteladingsgebied der kathode-emissie.

Teneinde dit te bewerkstelligen, zou men kunnen trachten de doorwerking der anode door de opening

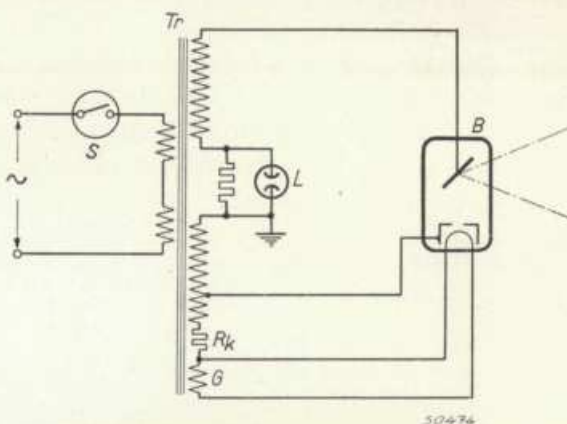


Fig. 3. Schakeling van het röntgenapparaat. *Tr* hoogspanningstransformator, met symmetrische spanning ten opzichte van aarde. *B* röntgenbuis, *G* gloeidraaddrading, *R_k* weerstand voor het verkrijgen van een negatieve „roosterspanning” op de röntgenbuis, waardoor de gloeidraad in het ruimteladingsgebied van de karakteristiek komt te werken; *L* controlelampje, *S* tijdschakelaar.

van de kathodedop kleiner te maken. Hiertoe moet men de configuratie der elektroden veranderen, bijv. de kathodedop nauwer maken, of de gloeidraad dieper in de dop plaatsen. Past men echter een dergelijke methode toe, dan merkt men alras dat men het kind met het badwater weggegooid heeft; de buisstroom is nu wel veel minder gevoelig voor gloeispanningsschommelingen, maar tevens heeft men zich beroofd van de mogelijkheid om bij de fabricage door bijstellen van de gloeispanning de buisstroom op zijn nominale waarde te brengen. Het gevolg is dan, dat men in de fabricage aan zeer nauwe toleranties in de elektrodenconfiguratie gebonden zou zijn, teneinde zonder bijstelling de nominale buisstroom te verkrijgen.

In werkelijkheid hebben wij daarom een andere

weg gekozen om de röntgenbuis in het ruimteladingsgebied te doen werken. De kathodedop, die bij normale röntgenbuizen altijd op de potentiaal van de gloeidraad staat, is bij onze buis van een afzonderlijke toevoer door de buisbodem voorzien. Aan de dop wordt nu een spanning gelegd welke negatief is ten opzichte van de gloeidraad. Deze „roosterspanning” (v_g) wordt afgenomen van een weerstand (R_k) in de keten waardoor de buisstroom vloeit; zie fig. 3.

Dat men hierbij inderdaad in het ruimteladingsgebied komt, wordt duidelijk door een beschouwing van het diagram der i_a - v_g -karakteristieken van de röntgenbuis, die men hier op soortgelijke wijze kan behandelen als men bij een triode in de radiotechniek pleegt te doen. In fig. 4 is dit diagram geschetst. Elke karakteristiek geldt voor een bepaalde waarde van de anodespanning, de drie getrokken karakteristieken speciaal voor de topwaarden der anodespanning bij de nominale, de maximale en de minimale voorkomende netspanning ($V_{n\text{nom}}$, $V_{n\text{max}}$ resp. $V_{n\text{min}}$). Op elk ogenblik is de roosterspanning

$$v_g = -R_k \cdot i_a \dots \dots \dots (1)$$

In elke periode van het net loopt het „werkpunt” van de buis, dat de coördinaten v_g , i_a heeft, heen en weer langs de door verg. (1) gegeven rechte lijn door

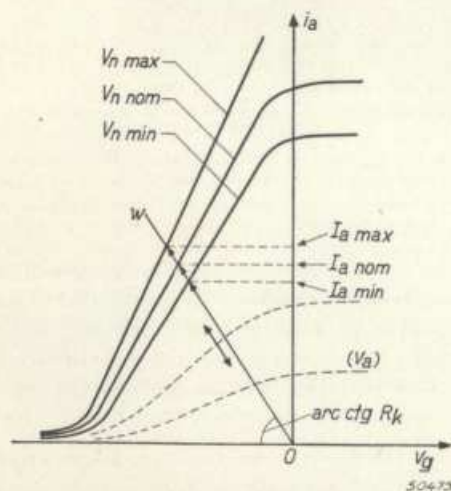


Fig. 4. Diagram van i_a - v_g -karakteristieken voor de röntgenbuis, schematisch voorgesteld. Wegens de voorwaarde $v_g = -R_k i_a$ moet het werkpunt zich op de lijn w door de oorsprong bewegen. Elke karakteristiek geldt voor een bepaalde anodespanning. Tijdens een periode van de voedende wisselspanning wordt de bundel karakteristieken heen en weer langs de werklijn doorsneden. De karakteristiek voor de anodetopspanning die optreedt bij de nominale waarde $V_{n\text{nom}}$ van de netspanning, levert de topwaarde $I_{a\text{nom}}$ van de buisstroom. Bij afwijkende netspanning (tussen $V_{a\text{max}}$ en $V_{a\text{min}}$) varieert de buisstroom betrekkelijk weinig, daar de karakteristieken hiervoor in het hellende gedeelte (ruimteladingsgebied) slechts weinig uiteenlopen. — Aangezien met variërende netspanning V_n de gloei-temperatuur van de kathode zich eveneens op een andere waarde instelt, lopen dan ook de gestippelde karakteristieken, voor de momentele waarden v_a der anodespanning, telkens iets anders. Dit is eenvoudigheidshalve niet getekend.

de oorsprong, de „werklijn”, daarbij de karakteristiekenbundel doorsnijddend overeenkomstig de doorlopen momentele waarden van de anodespanning. Het snijpunt van de werklijn met de karakteristiek $V_{n\text{nom}}$ geeft de topwaarde $I_{a\text{nom}}$ van de buisstroom

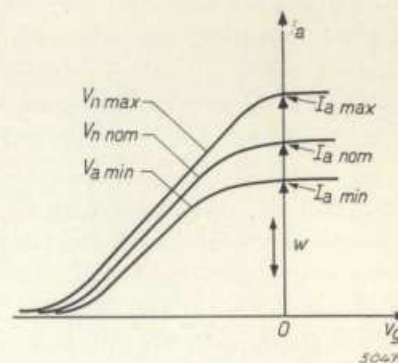


Fig. 5. Overeenkomstig diagram als in fig. 4, voor het geval men de röntgenbuis op normale manier bedrijft, waarbij de gloeidraad in het verzadigingsgebied werkt. De werklijn w is hier de ordinaat-as ($v_g = 0$). De variaties van I_a met schommelende netspanning V_n zijn hier zeer aanzienlijk.

(in ons geval ca 15 mA, overeenkomende met de eerder genoemde gemiddelde waarde 5 mA). Men ziet, dat steeds in het hellende gedeelte der karakteristieken (het ruimteladingsgebied) wordt gewerkt, waar de krommen veel minder uiteenlopen dan in het verzadigingsgebied.

Bij deze methode is de boven vermelde moeilijkheid van al te kleine toleranties in de elektrodenconfiguratie vermeden. Men ziet uit fig. 4, dat dank zij het schuine verloop van de werklijn de buisstroom I_a minder sterk afhankelijk is geworden van kleine afwijkingen in het verloop der karakteristiek — onverschillig of deze afwijkingen veroorzaakt zijn door variatie van de netspanning (gloeispanning) dan wel van de elektrodenconfiguratie. Men behoeft derhalve bij het inzetten van een röntgenbuis in het toestel niet te letten op de onvermijdelijke kleine verschillen tussen verschillende exemplaren: ook zonder enige bijstelling krijgt men met voldoende nauwkeurigheid de gewenste nominale buisstroom.

Ter completering van het beeld is in fig. 5 het overeenkomstige diagram als in fig. 4 weergegeven voor het geval dat wij de röntgenbuis op de normale wijze zouden bedienen, dus met $R_k = 0$, in het verzadigingsgebied werkend. De werklijn is hierbij de ordinaat-as ($v_g = 0$) en men ziet, dat het werkpunt bij de topwaarden der anodespanning geregeld in het verzadigingsgebied der karakteristieken komt, met als gevolg de sterke verschillen tussen $I_{a\text{max}}$ en $I_{a\text{min}}$.

Een vergelijking van de karakteristiekenbundels in fig. 4 en 5 leert, dat de verzadigingswaarden in fig. 4 veel hoger liggen. Dit is noodzakelijk teneinde het snijpunt van de werklijn met de karakteristiek voor $V_{n\text{nom}}$ op dezelfde hoogte

als in fig. 5 te brengen, dwz. de gewenste nominale buisstroom I_{anom} te verkrijgen. De hogere verzadiging wordt verkregen door de gloeidraad bijv. door hoger verhitten een grotere emissie te geven.

We hebben in het bovenstaande het i_a-v_g -diagram van onze röntgenbuis op soortgelijke wijze beschouwd als dat van een radiobuis. In werkelijkheid bestaat er, ook kwalitatief, een belangrijk verschil. Bij een radiobuis wordt normaliter de gloeispanning constant gehouden, in het i_a-v_g -diagram van zulk een buis hebben derhalve de karakteristieken, behorende bij verschillende anodespanningen (V_a), alle dezelfde steilheid. Bij een werklijn als in fig. 4 is dan de relatieve variatie van de buisstroom I_a bij een anodespanningsverandering steeds even groot als de relatieve variatie van V_a . Bij onze röntgenbuis echter varieert tegelijk met de anodespanning ook de gloeispanning. De karakteristieken worden daardoor met toenemende V_a steiler, de bundel divergeert. Het gevolg is een relatief sterkere variatie van I_a .

Hier blijkt nu, dat de schakeling met de weerstand R_k nog een bijzonder voordeel heeft, vergeleken met de andere methode (verkleining der anodedoorwerking) om in het ruimteladingsgebied te komen. Bij deze laatste methode, waarbij $R_k = 0$, is de werklijn van het diagram de ordinaat-as ($v_g = 0$), de divergerende karakteristiekenbundel wordt dus in verticale richting doorsneden⁴⁾. Het gevolg is, dat een variatie in V_a een ongeveer tweemaal zo grote variatie in I_a teweegbrengt. In fig. 4 daarentegen, met $R_k > 0$, wordt de karakteristiekenbundel in schuine richting doorsneden, waardoor zijn divergentie zich veel minder doet gevoelen en I_a bijv. slechts $1\frac{1}{2}$ maal zo sterk als V_a varieert.

Het ligt voor de hand, dat deze extra „stabiliserende” werking — evenals het ongevoelig maken van de buisstroom voor de toleranties in de elektroden-configuratie — des te beter succes zal hebben naarmate de weerstand R_k groter wordt gekozen; des te vlakker loopt dan immers de werklijn in fig. 4. Des te lager komt echter ook, zonder verdere maatregelen, het snijpunt van de werklijn en de karakteristiek V_{nom} te liggen. Om nu R_k groot te kunnen kiezen en toch met de gegeven karakteristiek de voorgeschreven waarde I_{anom} van de buisstroom te verkrijgen, hebben wij nog een positieve roostervoorspanning aangebracht. Deze wordt verkregen door de kathodedop niet rechtstreeks op R_k aan te sluiten maar op een aftakking van de hoog-

spanningstransformator, zoals in fig. 3 reeds is aangegeven. De resulterende roosterspanning is dan op elk ogenblik

$$v_g = f v_a - i_a R_k, \dots \dots \dots (2)$$

waarbij f de fractie van de hoogspanningswikkeling betekent waarop de aftakking is aangebracht. Men vindt het werkpunt voor elk moment door de gestippeld aangegeven constructie in fig. 6. Door uit te gaan van gegeven waarden I_{anom} en R_k kan men omgekeerd met deze constructie de vereiste waarde van $f V_{anom}$, dus van f , bepalen.

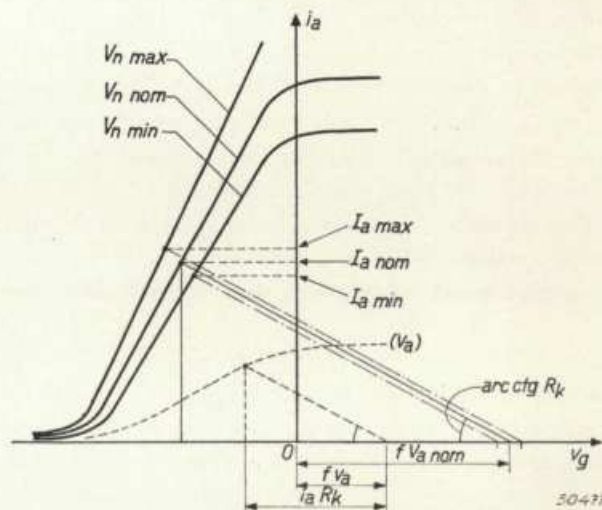


Fig. 6. Om de buisstroom nog stabieler te maken dan volgens fig. 4, is de weerstand R_k groter gemaakt en is, voor het verkrijgen van eenzelfde waarde I_{anom} , een positieve roosterspanningscomponent $f v_a$ toegevoegd. De resulterende roosterspanning v_g is op elk ogenblik het verschil van $f v_a$ en $i_a R_k$. Gestippeld is aangegeven hoe men voor elk ogenblik (v_a , dus $f v_a$, en R_k gegeven) de plaats van het werkpunt vindt. Evenzo construeert men I_{anom} en (streep-punt-lijnen) I_{amax} en I_{amin} .

Daar men voor het geval van fig. 6 niet voetstoots de werklijn kan aangeven, is de „extra stabilisatie” die de R_k -methode geeft, vergeleken bij de methode der verkleinde doorwerking, niet direct te overzien. Hiertoe kan een eenvoudige berekening dienen. Voor de röntgenbuis, beschouwd als triode, geldt in het ruimteladingsgebied (rechtlijnig hellend deel der karakteristieken) de vergelijking

$$i_a = S (v_g + \frac{v_a}{\mu}), \dots \dots \dots (3)$$

waar S de steilheid en $1/\mu$ de doorwerking is. Door substitutie van v_g uit (2) volgt hieruit

$$i_a = \frac{S}{1 + S R_k} \cdot (f + \frac{1}{\mu}) v_a \dots \dots \dots (4)$$

Deze vergelijking geldt op elk ogenblik, dus bijv. ook voor de topwaarden I_a , V_a en de bij V_a behorende waarde van S . Neemt men aan beide zijden van de vergelijking de logaritme en differentieert dan, zo vindt men

$$\frac{dI_a}{I_a} = \frac{dV_a}{V_a} + \frac{dS}{S(1 + S R_k)} \dots \dots \dots (5)$$

⁴⁾ Teneinde dezelfde nominale buisstroom als in fig. 4 te verkrijgen, moet de gehele karakteristiekenbundel daarbij naar rechts verschoven worden gedacht: dit beantwoordt juist aan een kleinere doorwerking der anode.

Deze vergelijking bevestigt in de eerste plaats het eerder beweerde, dat in het gunstigste geval, nl. als de steilheid S der karakteristieken onafhankelijk van V_a was, de relatieve buisstroomvariatie niet groter — maar ook nooit kleiner — dan de relatieve netspanningsvariatie wordt. In werkelijkheid kunnen we aannemen, dat S ongeveer evenredig met de gloei-spanning is, dus ook evenredig met V_a . Voor $R_k = 0$ volgt dan uit (5) al dadelijk $dI_a/I_a = 2dV_a/V_a$ (vgl. hierboven). Vervolgens kunnen we voor onze röntgenbuis $S \approx 10^{-4}$ A/V stellen. Derhalve wordt

$$\begin{aligned} \text{voor } R_k = 0 \text{ ohm: } \frac{dI_a}{I_a} &= 2 \frac{dV_a}{V_a}, \\ R_k = 5000 \text{ ohm: } &= 1,7 \frac{dV_a}{V_a}, \\ R_k = 10\,000 \text{ ohm: } &= 1,5 \frac{dV_a}{V_a}, \\ R_k = 40\,000 \text{ ohm: } &= 1,2 \frac{dV_a}{V_a}. \end{aligned}$$

Door gebruik van de aangegeven weerstanden wordt dus de buisstroomvariatie bij 10% netspanningsschommeling gereduceerd tot resp. 20, 17, 15 en 12%.

Een praktische grens aan het vergroten van R_k wordt gesteld door het feit, dat dan ook de positieve roosterspanningsbijdrage fv_a steeds groter moet worden gekozen. In de periodehelft waarin geen buisstroom vloeit (v_a negatief), komt de gehele (in dit tijdvak negatieve) spanning fv_a tussen het rooster en de gloeidraad te staan, en bij te grote fv_a treden hierdoor isolatiemoelijkheden op. Bovendien wordt het door vergroten van R_k gesorteerde effect bij grotere R_k -waarden steeds minder (zie verg. (5)).

Bij de uitvoering van ons tandartsentoestel is $R_k = 40\,000$ ohm gekozen. De buisstroomvariatie is daarbij nog slechts 1,2 maal zo groot als de haar veroorzakende netspanningsschommeling. De totale vooruitgang, verkregen ten opzichte van de traditionele schakeling van röntgenbuizen (waarbij deze in verzadiging werken), is in fig. 7 aanschouwelijk gemaakt. De buisstroom is hier als functie van de relatieve netspanning uitgezet.

Wat betreft de filmzwarting, waarom alles begonnen is, moet worden bedacht, dat hierop de buisspanningsvariatie op zichzelf natuurlijk ook van invloed is. De praktijk heeft geleerd, dat bij de genoemde waarde van R_k netspanningsafwijkingen tot $\pm 5\%$ kunnen worden toegelaten zonder dat een noemenswaardige afwijking in de filmzwarting optreedt.

Er zij nog op gewezen, dat de negatieve rooster-spanning aan de kathodedop van invloed is op de vorm van het potentiaalveld tussen gloeidraad en anode en derhalve op de focuserende werking van dit veld op de elektronen. Bij de vormgeving van de elektroden, die met het oog op de focussing wordt gekozen, moet met deze invloed reeds bij voorbaat rekening worden gehouden. Daar de totale rooster-

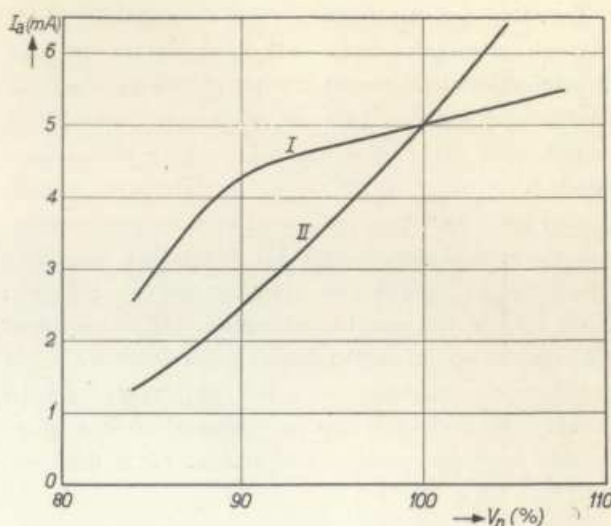


Fig. 7. Bij het uitgevoerde toestel is $R_k = 40\,000$ ohm gekozen. Hierbij verloopt de gemiddelde buisstroom I_a als functie van de relatieve netspanning V_n (% van de nominale waarde) volgens kromme I. Zouden we de röntgenbuis op de gebruikelijke manier, dus in het verzadigingsgebied van de gloeidraad, bedienen, dan zou het verband worden weergegeven door kromme II.

spanning niet evenredig met de buisspanning varieert, verandert de focusgrootte een weinig bij variaties van de netspanning; dit effect is echter zo klein, dat het in de praktijk geen bezwaren oplevert.

Constructie van de hoogspanningstransformator

De hoogspanningstransformator en de röntgenbuis worden tezamen in een omhulsel gemonteerd. Om de kleine afmetingen van de buis ten volle tot haar recht te doen komen, is er naar gestreefd de afmetingen van de transformator eveneens zo klein mogelijk te maken. Voor de constructie er van is daarom het type van de manteltransformator gekozen, waarbij het buiten de spoelen zich sluitende juk zodanig is uitgebreid, dat het de spoelen over ongeveer vijf zesde deel van hun omtrek omgeeft. Deze constructie, die ook bij een vroeger beschreven klein röntgenapparaat⁵⁾ werd toegepast en aldaar uitvoerig is toegelicht, komt met een aanzienlijk kleiner transformatorvolume toe dan de gebruikelijke. Op de foto fig. 8 is de constructie goed te zien. Het ijzercircuit is in twee helften vervaardigd, die na het er inschuiven van de eveneens uit twee delen bestaande wikkelingen tegen elkaar worden gezet en met schroefbouten tegen elkaar aangetrokken.

⁵⁾ A. Bouwers, Some new principles in design of X-ray apparatus, *Radiology* 22, 163-173, 1934. Zie ook H. A. G. Hazen, Kleine apparaten voor medisch röntgenonderzoek, *Philips techn. T.* 6, 225-234, 1941. Het daar beschreven toestel („Centralix”) werkte met een hogere spanning dan het „Oralex”-toestel, aangezien het ook voor andere toepassingen dan de tandartsenpraktijk was bestemd.

Terwille van een gemakkelijke vormgeving wordt het juk gegoten; het centrale deel van de kern is gelamelleerd en wordt bij het gieten van het juk daarin opgenomen. Om de wervelstroomverliezen in het, niet gelamelleerde, juk zo laag mogelijk te houden, is door het in fig. 8 zichtbare geribde profiel het effect van het lamelleren enigszins nabootst, terwijl bovendien als materiaal een electrisch slecht geleidende ijzerlegering is gekozen. Toch valt er niet aan te ontkomen, dat de verliezen bij zulk een constructie relatief groot worden. Gezien het kleine vermogen van het apparaat, kunnen echter dergelijke verliezen van economisch standpunt zonder bezwaar worden toegelaten. Er is dan ook

tingen werden overigens slechts mogelijk door het gemeenschappelijke oliebad waarin zich de transformator met de röntgenbuis bevindt en dat het isolatieprobleem (voor een spanning van $25 \text{ kV}_{\text{max}}$ tegen aarde) sterk vereenvoudigde.

De koperverliezen van de hoogspanningstransformator zijn wel iets meer beperkt dan men uit het voorafgaande zou opmaken. Zij veroorzaken immers een spanningsverlies in de periodehelft waarin de buis stroom doorlaat, met het gevolg dat voor het verkrijgen van een buisspanning van $45 \text{ kV}_{\text{max}}$ in deze periodehelft, een hogere nullastspanning, d.i. een hogere spanning in de niet belaste periodehelft nodig is. Boven een bepaalde grens

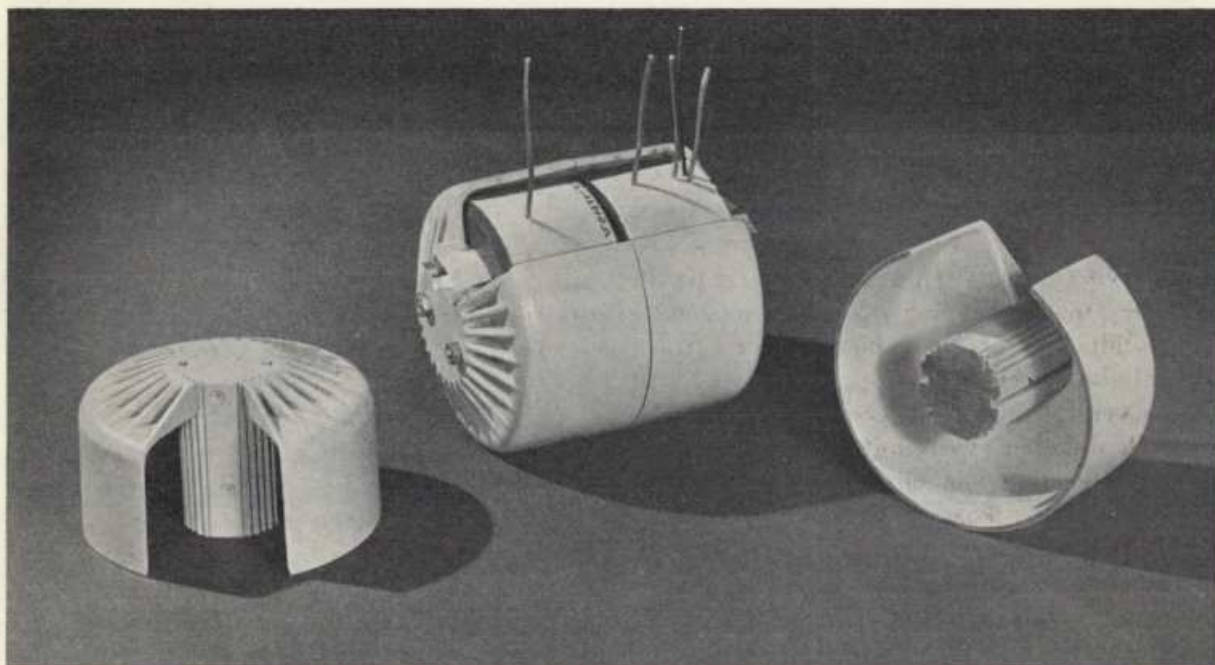


Fig. 8. De hoogspanningstransformator, geheel gemonteerd (in het midden). Aan weerskanten de beide helften van het ijzercircuit van een tweede transformator-exemplaar. Men ziet hierbij het gelamelleerde centrale deel en het gegoten, over $5/6$ van de cirkel-omtrek zich uitstrekkende juk.

niet geschroomd van deze vrijheid gebruik te maken door een relatief zware belasting van het koper en het ijzer, die het mogelijk maakte afmetingen en gewicht tot het uiterste te beperken. De verliezen worden eerst bezwaarlijk wanneer de afvoer van de er door ontwikkelde warmte, via het omhulsel aan de omgeving, een hinderpaal gaat worden voor de vrije afvoer van de op de anode ontwikkelde „nuttige” warmte (nuttig, omdat zij in een vaste, zij het zeer grote verhouding tot de opgewekte, nuttige röntgenenergie staat). Dit is pas het geval, wanneer de verliezen ongeveer even groot worden als de anodedissipatie (160 watt) — een grens waar wij niet aan toe komen. De bereikte kleine afme-

sticht het toelaten van koperverliezen derhalve meer kwaad tengevolge van de grotere afmetingen die voor de spanningszekerheid vereist zijn, dan het nut oplevert door de beperking van het koper-volume. In ons geval bedraagt het spanningsverlies ca $6 \text{ kV}_{\text{max}}$, bij 5 mA (gemiddelde) buisstroom.

Samenstelling van het gehele apparaat

De wijze waarop röntgenbuis en hoogspannings-transformator in het gemeenschappelijke, eveneens uit twee helften samengestelde, omhulsel worden gemonteerd, wordt door fig. 9 verduidelijkt.

Zoals vermeld, wordt het omhulsel met olie gevuld. Door de verwarming welke in het bedrijf op-

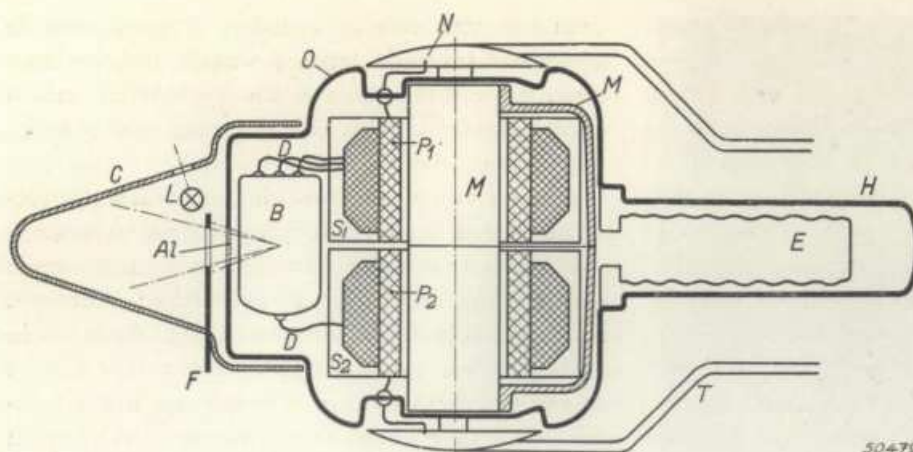


Fig. 9. Schematische doorsnede van het röntgenapparaat. *M* ijzercircuit van de hoogspanningstransformator, *P*₁*P*₂ helften van de primaire wikkeling, *S*₁*S*₂ helften van de secundaire wikkeling, *D* verbindingen met het röntgenbuisje, *B*, *O* messing omhulsel met aluminium venster *Al*, *H* handvat, *E* expansievat voor de olievulling, *C* „Philite” richtconus, *T* beugel, *L* controle-lampje, *F* uitwisselbaar diafragma, *N* aansluiting aan het net.

treedt, zet de olie uit, terwijl bij lagere temperaturen, die gedurende vervoer kunnen optreden, het volume van de olie vermindert. Teneinde deze volumeveranderingen voor temperaturen tussen -10 en $+60$ °C zonder noemenswaardige drukverschillen mogelijk te maken, is een expansievat in de vorm van een harmonica-achtig zijbuisje aan het omhulsel aangebracht.

Het omhulsel is van messing. De röntgenstralen treden uit door een aluminium venster dat in de messing wand is gesoldeerd. Het isolerende laagje olie tussen de röntgenbuis en het huis is bij dit venster slechts 3 mm dik. Door een en ander worden de uittredende röntgenstralen slechts weinig verzwakt: het „eigen filter” van het toestel is equivalent met slechts 1 mm aluminium. Dit is van belang in verband met het feit, dat ook de te fotograferen objecten slechts betrekkelijk weinig absorberen, nl. ongeveer even veel als 2 à 8 mm aluminium. Anderzijds zou het eigen filter ook niet veel kleiner dan 1 mm Al mogen zijn, daar dan teveel zachte röntgenstralen uittreden, die niet noemenswaard tot de beeldvorming maar wel tot de stralingsdosis op de huid bijdragen.

Vóór het uittreevenster van de röntgenstralen kan een verwisselbaar diafragma worden geschoven, waarmee de bundelopening kan worden aangepast bij een filmformaat van 2×3 of 3×4 of 4×5 cm. Deze aanpassing is gewenst omdat bij een onnodig wijde bundel het röntgenbeeld aan contrast verliest tengevolge van de in het object verstrooide röntgenstraling⁶⁾. Gebruikt men altijd eenzelfde

filmformaat, dan kan men in het algemeen ook steeds met hetzelfde diafragma werken. De afstand van focus tot film is nl. vrijwel constant (ca 12 cm). Deze afstand wordt vastgelegd doordat een op het omhulsel aangebrachte richtconus van „Philite”, welks as samenvalt met de as van de röntgenbundel, op de gewenste plek tegen het gezicht van de patient wordt gedrukt (vgl. fig. 11).

Doordat de gebruikelijke regeling en aflezing van buisspanning en buisstroom bij dit toestel wegv

valt, mist men de contrôle die men anders hierdoor heeft op het werken van het toestel. Om toch een dergelijke contrôlemogelijkheid te bieden, is in de keten van de buisstroom (zie in fig. 3) een neonlampje geschakeld, dat door een spleet in de richtconus kan worden waargenomen. Gedurende een opname ziet men, als er buisstroom vloeit, het lampje oplichten.

Fig. 10 geeft een close-up van het volledige



Fig. 10. Close-up van het miniatuur-röntgentoestel, in de uitvoering voor ophanging in een katrol (vgl. fig. 11). Men ziet o.a. een schakelklokje op de beugel. (Bij de uitvoering van het toestel voor ophanging aan een statief-arm, zie fig. 1, wordt het schakelklokje niet op de beugel maar in een afzonderlijke handschakelaar ondergebracht.) De graadverdeling dient voor het instellen van het toestel op de, voor het opnemen van elk gebitsdeel voorgeschreven, hoek ten opzichte van het „kauwvlak”. — Naast het toestel ziet men enige tandfilmplakjes in hun verpakking liggen. Elk pakje bevat twee (dubbelzijdig met emulsie begoten) filmplakjes; van elke opname heeft de tandarts aldus automatisch een duplicaat. Verder ligt in elk pakje achter de films een tinfoel. Dit beschermt de films tegen sluiering door de zachte röntgenstraling welke teruggestrooid wordt door de duim van de patient die de film bij de opname vasthoudt.

⁶⁾ Zie bijv. W. J. Oosterkamp, Bestrijding van de verstrooide straling in het medische röntgenbeeld, Philips techn. T. 3, 183-192, 1946 (No. 6).



Fig. 11. Het „Oralix“-toestel in bedrijf. Het röntgenfilmpje wordt in de mond van de patient gelegd. (Deze moet in het algemeen het filmpje met zijn duim tegen het te fotograferen gedeelte van het gebit aandrukken.)

toestel. Het omhulsel is, draaibaar om een horizontale as, in een beugel opgehangen. Met behulp van deze beugel kan het toestel hetzij aan een verstelbare statief-arm worden bevestigd (vgl. fig. 1), hetzij via een katrolconstructie aan het plafond worden opgehangen (zie fig. 11). De beugel zelf

is om een verticale as draaibaar, zodat men de röntgenstralenbundel elke gewenste richting kan geven. Voor dit richten is het omhulsel voorzien van een handvat. (Het eerder genoemde expansie-huisje is in dit handvat weggewerkt.) Aan de beugel is het snoer van de netspanningsaansluiting bevestigd en op de beugel wordt (bij de katrol-uitvoering) een schakelklokje aangebracht, waarmee de gewenste belichtingstijd, die bijv. $\frac{1}{2}$ à 3 sec kan bedragen, kan worden ingesteld. Deze instelling alsmede het in werking stellen van het schakelklokje door middel van een draadontspanner zijn de enige bedienings-manipulaties die het apparaat vereist, afgescheiden natuurlijk van het plaatsen van film en toestel in de juiste positie ten opzichte van het te fotograferen object, en eventueel nog de keuze van het bundel-diafragma.

Ten slotte is in fig. 12 een tandfoto weergegeven die met het beschreven „Oralix“-toestel is gemaakt.



Fig. 12. Röntgenfoto van gedeelte van een bovenkaak, opgenomen met het „Oralix“-apparaat, op 1,2 maal ware grootte. Aan de wortelpunt van de tweede rechter-bovensnijtand is een ontsteking te zien (volg de pijltjes). Het wortelkanaal is door een contrast gevende vulling goed zichtbaar.

HET GERATIONALISEERDE GIORGI-STELSEL MET ABSOLUTE VOLT EN AMPÈRE IN DE ELECTROTECHNIEK

door P. CORNELIUS.

537.713

Er zijn verschillende elektrische eenhedenstelsels in gebruik. Deze zijn ontstaan parallel aan de ontwikkeling van verschillende gebieden van de theorie of de praktische toepassing der electriciteit. Het gerationaliseerde stelsel van Giorgi met absolute volt en ampère is door een doelmatige combinatie van gebruikelijke eenheden geschikt voor het gehele gebied der electriciteitsleer. In dit stelsel verkrijgen verschillende elektrische grootheden behalve een andere waarde ook een andere definitie. Het blijkt, dat dientengevolge de stroom in geleiders, het elektrische en het magnetische veld op overeenkomstige wijze kunnen worden behandeld. In dit artikel worden, na een korte terugblik op de oudere stelsels, de gerationaliseerde Giorgi-eenheden opgesomd en toegelicht. De belangrijkste formules der electriciteitsleer, in de vorm die zij met deze eenheden verkrijgen, zijn in een tabel bijeengebracht. Deze tabel en verschillende daarin voorkomende grootheden worden besproken.

Inleiding

Het electrostatische cgs-stelsel met zijn begrippen lading en potentiaal ontstaat op natuurlijke wijze als men uitgaat van de wet van Coulomb, en de mechanische eenheden cm, g, sec, met de bijbehorende begrippen kracht en arbeid, als gegeven accepteert.

Het electromagnetische cgs-stelsel met de begrippen magneetpool, magnetische veldsterkte en elektrische stroom wordt op ongedwongen wijze verkregen als men uitgaat van de magnetische wet van Coulomb, en de samenhang tussen stroom en magnetisme beschrijft bijv. met behulp van de wet van Biot en Savart.

Men kan uit de electrostatica en het electromagnetisme één geheel maken, daartoe als fundament gebruikend de wetten van Maxwell met hun veldbegrippen. Wil men hierbij de beide cgs-stelsels als gelijkwaardig beschouwen, dan is het zg. gemengde stelsel van Gauss een voor de hand liggende oplossing.

De vereniging van de door het stelsel van Gauss vertegenwoordigde theorie van het electromagnetisme met de eisen der electrotechniek, die met „practische eenheden” werkt, wordt op bijzonder eenvoudige wijze gegeven door het gerationaliseerde stelsel van Giorgi met absolute volt en ampère. Dit stelsel gaat uit van de begrippen stroom en spanning. Ook in de gedachtengang die de drie cgs-stelsels beheerst, neemt het begrip „stroom”, voorgesteld als bewegende lading of als oorzaak der magnetische verschijnselen, een belangrijke plaats in. Het begrip „spanning” daarentegen komt in deze stelsels minder naar voren en wordt er in voorgesteld als potentiaalverschil of als lijnintegraal van de elektrische veldsterkte. In de gedachtengang van de electrotechniek echter is dit begrip zo primair, dat het een over-

heersende betekenis krijgt. Hier pleegt men nl. te zeggen dat „de spanning de stroom door een impedantie drijft” en dat de spanning tussen twee geleiders „een elektrisch veld veroorzaakt”. Natuurlijk krijgen de begrippen der electriciteitsleer door deze zienswijze dikwijls een ander aspect.

Houdt men dit voor ogen, dan komt men tot de volgende samenvatting van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel¹⁾.

Het gerationaliseerde Giorgi-stelsel

Het gerationaliseerde²⁾ stelsel van Giorgi gaat voor alle elektrische en magnetische grootheden, dus ook voor de veldgrootheden, uit van volt en ampère, de eenheden waarmede iedereen vertrouwd is. Verder handhaaft het de gebruikelijke elektrische eenheden ohm (Ω), coulomb (C), farad (F) en henry (H). De elektrische veldsterkte E wordt gemeten in volt per meter (V/m), de magnetische veldsterkte H in ampère per meter (A/m).

De elektrische flux Ψ , die van de positieve ladingen naar de negatieve ladingen gaat, wordt, evenals de lading Q zelf, in ampèrereconden of wel coulomb gemeten. De verplaatsing (een betere naam is: elektrische inductie) D kan worden opgevat als elektrische fluxdichtheid en wordt derhalve gemeten in A·sec/m² of wel C/m².

De magnetische flux Φ , die een door een stroom

¹⁾ Vergelijk W. de Groot [5]. (Cijfers tussen rechte haken slaan op het literatuurlijstje aan het einde van dit artikel.) Daar wordt de historische ontwikkeling van de electriciteitsleer geschetst en de plaats van het Giorgi-stelsel daarin. Tevens wordt daar op het verschil tussen de „absolute” en de „internationale” volt en ampère ingegaan. In ons artikel willen wij voornamelijk laten zien hoe men het gerationaliseerde Giorgi-stelsel met absolute volt en ampère in de electriciteitsleer kan toepassen.

²⁾ Wij bespreken uitsluitend het gerationaliseerde Giorgi-stelsel. Er wordt dus geen acht op geslagen, of de hier gegeven formuleringen eventueel ook voor de niet-gerationaliseerde vorm gelden.

doorlopen geleider omgeeft, resp. door de moleculaire kringstroompjes van permanente magneten of gemagnetiseerd ijzer wordt opgewekt, geeft men aan in voltseconden, ook genaamd weber ($V \cdot \text{sec} = \text{Wb}$). De magnetische inductie B kan worden opgevat als magnetische fluxdichtheid en wordt derhalve gemeten in $V \cdot \text{sec}/\text{m}^2$ of wel Wb/m^2 .

Giorgi heeft als eenheid van lengte de meter gekozen in plaats van de centimeter, terwille van een eenvoudig verband tussen elektrische en mechanische grootheden (zie hieronder). De Wb komt in plaats van de maxwell, de Wb/m^2 in plaats van de gauss, de A/m in plaats van de oersted. In de techniek is de A/cm onder de naam ampèrewindingen per cm al lang in de plaats van de oersted gebruikelijk. De stap tot de A/m is dan zeer klein. De V/cm en ook de Giorgi-eenheid V/m zijn eveneens reeds ingeburgerd.

In het stelsel van Gauss heeft de verplaatsing D , vergeleken met de elektrische veldsterkte E in hetzelfde punt, dezelfde dimensie, terwijl bovendien D en E in het vacuum identiek zijn. Giorgi daarentegen kent aan D een andere waarde en een andere dimensie toe dan aan E , niet alleen in de materie, maar ook in het vacuum. Hetzelfde geldt voor de magnetische veldsterkte H en de magnetische inductie B . De voordelen die tegenover deze complicatie staan, zullen verderop blijken.

Er zij op gewezen, dat de vermelde complicatie van het Giorgi-stelsel gedeeltelijk ook bij het electrostatische en het electromagnetische cgs-stelsel optreedt. Bij het electrostatische stelsel is in vacuum weliswaar $D = E$, maar $B = H/c^2$; bij het electromagnetische stelsel daarentegen is in vacuum wel $B = H$, maar $D = E/c^2$. Tegenover het voordeel van het stelsel van Gauss dat in vacuum $D = E$ en $B = H$ is, staat het nadeel dat in vele belangrijke formules de factoren c voorkomen.

Hieruit blijkt, dat het onderscheid tussen de elektrische stelsels niet alleen een kwestie van getallenfactoren is. Terwijl het rekenen met bijv. voet in plaats van meter geen principiële moeilijkheden oplevert, is de overgang van een elektrisch stelsel naar een ander lastig, omdat de grootheden niet alleen van waarde, maar ook van definitie en van dimensie veranderen. Dit feit wordt bij het gebruiken van de drie cgs-stelsels dikwijls niet voldoende beseft, doordat in deze stelsels de elektrische grootheden in dezelfde mechanische eenheden worden uitgedrukt.

Een belangrijk voordeel van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel ligt dan ook hierin, dat de definitie, althans de betekenis, der elektrische grootheden gemakkelijk herkend kan worden uit de eenheid.

Van het internationaal erkende decimale stelsel van massa- en lengte-eenheden heeft Giorgi als massa-eenheid de kilogram en, zoals boven reeds bleek, als lengte-eenheid de meter overgenomen. De eenheid van kracht is in het Giorgi-stelsel de newton (N), d.i. de kracht die aan 1 kg massa de versnelling van $1 \text{ m}/\text{sec}^2$ geeft. Aldus wordt, mits

men tegelijkertijd de „absolute” (in plaats van de „internationale”) volt en ampère gebruikt, de mechanische arbeidseenheid, de newtonmeter, exact gelijk aan de elektrische energie-eenheid, de watt-seconde ($= \text{voltampèreseconde} = \text{joule (J)}$):

$$1 \text{ N} \cdot \text{m} = 1 \text{ V} \cdot \text{A} \cdot \text{sec.}$$

De samenhang tussen de in volt, coulomb en ampère gegeven spanning, lading resp. stroom en de in de bijbehorende velden optredende krachten verkrijgt daardoor een eenvoudige vorm.

Als toepassing van het stelsel van Giorgi volgt hier een overzicht van belangrijke betrekkingen en wetten uit de electriciteitsleer in gerationaliseerde Giorgi-eenheden (tabel I). Deze tabel wordt hieronder besproken.

Ter orientatie geven wij aan het slot van dit artikel nog twee tabellen waarin de formules en de eenheden van de oudere stelsels worden vergeleken met die van het gerationaliseerde stelsel van Giorgi.

Wij zullen thans ingaan op verschillende grootheden die zijn vermeld in tabel I; tevens zal de gedachtengang die bij het opstellen van deze tabel werd gevolgd, worden toegelicht.

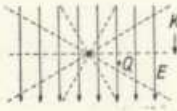
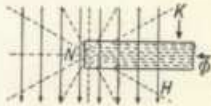
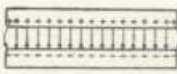
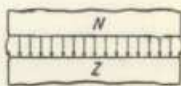
De veldgrootheden

Vanwege de historische ontwikkeling der electriciteitsleer, die in de cgs-stelsels tot uitdrukking komt, is men gewend bij veldgrootheden in eerste instantie te denken aan krachten. Men definieert daar de elektrische veldsterkte E als kracht op de eenheid van lading en de magnetische inductie B als kracht op de eenheid van stroomelement. Bij deze zienswijze zijn D en H hulpgrootheden voor de beschrijving van velden in de materie, die bij de beschrijving van vacuumvelden overbodig zijn.

Daar bij Giorgi de veldeenheden zijn afgeleid van de spanningseenheid volt en de stroomeenheid ampère, is het aanbevelenswaardig ook de gebruikelijke definities van de veldgrootheden te vervangen door andere, die steunen op spannings- en stroommetingen. Bij deze wijze van voorstellen treden alle vier veldgrootheden gelijkgerechtigd op. E en B beschrijven het electromagnetische veld met behulp van spanningsmetingen, D en H met behulp van stroommetingen, ongeacht of het veld in materie of in vacuum voorkomt.

Alsdan blijkt, dat, bij het gebruik van gerationaliseerde Giorgi-eenheden, zowel de stroom in geleiders, het „stroomveld”, als het elektrische en het magnetische veld, op in vele opzichten overeenkomstige wijze kunnen worden behandeld.

Tabel I. Enkele formules in gerationaliseerde Giorgi-eenheden.

Stroomveld	Electrisch veld	Magnetisch veld
Wet van Ohm	Capaciteitswet ($\Psi = Q$)	Zelfinductiewet (1 winding)
$I = G V$ (A) (S) (V)	$\Psi = C V$ (C) (F) (V)	$\Phi = L I$ (Wb) (H) (A)
S (siemens) = A/V	C (coulomb) = A·sec $F = A\cdot sec/V$	Wb (weber) = V·sec $H = V\cdot sec/A$
Vectorvergelijkingen		
$S = \gamma E$ (A/m ²) (S/m) (V/m)	$D = \epsilon E$ (C/m ²) (F/m) (V/m)	$B = \mu H$ (Wb/m ²) (H/m) (A/m)
Betrekkingen tussen de veldgrootheden		
a) in homogene velden		
$I = S A$ (A) (A/m ²) (m ²)	$\Psi = D A$ (C) (C/m ²) (m ²)	$\Phi = B A$ (Wb) (Wb/m ²) (m ²)
$V = E s$ (V) (V/m) (m)	$V = E s$ (V) (V/m) (m)	$I = H s^*$ (A) (A/m) (m)
b) algemeen		
$I = \iint S_n dA$ (A) (A/m ²) (m ²)	$\Psi = \iiint D_n dA$ (C) (C/m ²) (m)	$\Phi = \iint B_n dA$ (Wb) (Wb/m ²) (m ²)
$V = \int E_s ds$ (V) (V/m) (m)	$V = \int E_s ds$ (V) (V/m) (m)	$I = \oint H_s ds$ (A) (A/m) (m)
Homogene gevallen		
Geleiding	Capaciteit	Zelfinductie (1 winding)
$G = \gamma A/s$ (S) (S/m) (m ² /m)	$C = \epsilon A/s$ (F) (F/m) (m ² /m)	$L = \mu A/s$ (H) (H/m) (m ² /m)
Vermogen Geleider	Energie	Spoel (1 winding)
$P = I V$ (W) (A) (V)	Condensator ($\Psi = Q$) $W = \frac{1}{2} \Psi V$ (W·sec) (C) (V)	$W = \frac{1}{2} \Phi I$ (W·sec) (Wb) (A)
Ruimtel. dichtheid v.h. vermogen (in W/m ³) = $S E$ (A/m ²) (V/m)	Ruimtelijke energiedichtheid (in W·sec/m ³) = $\frac{1}{2} D E$ (C/m ²) (V/m)	(in W·sec/m ³) = $\frac{1}{2} B H$ (Wb/m ²) (A/m)
Vergelijkingen van Maxwell		
$\oint E_s ds = - \dot{\Phi} \dots (V)$	 $K = Q E$  $K = \Phi H$	
$\oint H_s ds = I + \dot{\Psi} \dots (A)$		
Voor het, een deel der ruimte volledig omsluitende, oppervlak A geldt:	 $K = \frac{1}{2} \Psi E$  $K = \frac{1}{2} \Phi H$	
$I \equiv \oint S_n dA = - \dot{Q} \dots (A)$	 $K = I l B$	
$\Psi \equiv \oint D_n dA = Q \dots (C)$		
$\Phi \equiv \oint B_n dA = 0 \dots (Wb)$		

Energie-aequivalent: 1 V·A·sec = 1 N·m

Verband met de lichtsnelheid: $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$ Waarde van μ_0 : $\mu_0 = 4 \pi / 10^7 \dots (H/m)$

*) I stelt in deze tabel de gehele door de flux omvatte stroom voor, in technische taal de ampèrewindingen; s is bij een lange spoel de lengte van de spoel, bij een toroïde de lengte van de cirkelvormige hartlijn.

Het stroomveld

Zowel in homogene als in inhomogene gevallen ³⁾ beschrijft men de stroom in geleiders in navolging van Ohm door:

$$I = GV$$

($I \dots$ (A); $V \dots$ (V); G is de geleiding, eenheid $A/V = \Omega^{-1} = \text{mho} = \text{siemens (S)}$).

In een homogeen geval kunnen wij de stroom delen door de loodrecht op zijn richting staande doorsnede en de spanning door de lengte in de stroomrichting. Wij schrijven dus de gewone wet van Ohm voor specifieke grootheden op en nemen deze grootheden in die richting waarin ze de grootste waarde hebben. Wij komen zo tot de vectorvergelijking van het stroomveld ⁴⁾:

$$S = \gamma E$$

(S stroomdichtheid in A/m^2 ; E elektrische veldsterkte in V/m ; γ soortelijke geleiding in $A/V \cdot m = S/m$). Deze betrekking, hoewel afgeleid voor een homogeen geval, kan eveneens dienen ter beschrijving van inhomogene gevallen. De grootheid γ is in de meeste gevallen een scalaire materiaalconstante. De getalwaarde van γ is gelijk aan de geleiding van de „eenheidsgeleider” (met afmetingen: lengte = 1 m; doorsnede = 1 m^2) van het betrokken materiaal, bij homogene stroomverdeling.

Het elektrische veld

Verhogen wij de spanning aan een condensator met 1 V dan wordt steeds dezelfde stroomimpuls $\int I dt \dots$ (A·sec) of ladingshoeveelheid $Q \dots$ (coulomb (C) = A·sec) opgenomen, onafhankelijk van het tempo waarin wij de spanning verhogen. De capaciteit C van een condensator geeft aan, hoe groot deze stroomimpuls of deze ladingshoeveelheid is; eenheid farad (F) = A·sec/V = C/V. Het begrip capaciteit en de hiermee samenhangende verschijnselen kunnen in navolging van Faraday en Maxwell worden beschreven als volgt. In een geladen condensator bestaat er tussen de platen een elektrisch veld. Dit elektrische veld verzamelt de energie $\dots$ (V·A·sec) die voor de lading gebruikt werd, en wel veroorzaakt de spanning $V \dots$ (V) tussen de platen een elektrische flux $\Psi \dots$ (A·sec), die van de positieve lading $Q \dots$

(A·sec) op de ene plaat naar de negatieve lading Q op de andere plaat gaat, waarbij algemeen geldt:

$$\Psi = Q = CV.$$

In een homogeen geval (vlakke condensator, waarbij de plaatafstand klein is ten opzichte van het plaatoppervlak) kunnen wij de elektrische flux delen door de loodrecht op zijn richting staande doorsnede en de spanning door de lengte in deze richting. Wij schrijven dus de gewone capaciteitswet voor specifieke grootheden op en nemen deze specifieke grootheden in die richting waarin ze de grootste waarde hebben ⁵⁾.

Wij komen zo tot de vectorvergelijking van het elektrische veld:

$$D = \epsilon E$$

(D verplaatsing, d.i. elektrische fluxdichtheid, in C/m^2 ; $E \dots$ (V/m); ϵ „(absolute) diëlectrische constante” in $A \cdot \text{sec}/V \cdot m = F/m$).

Deze betrekking, hoewel afgeleid voor een homogeen geval, kan eveneens dienen ter beschrijving van inhomogene gevallen. De grootheid ϵ is in het eenvoudigste geval een scalaire constante van het diëlectricum (materie of vacuum). De getalwaarde van ϵ is gelijk aan de capaciteit van de „eenheidscondensator” (met afmetingen: plaatafstand = 1 m; plaatoppervlakte = 1 m^2) bij homogene veldverdeling ⁶⁾. $\epsilon \dots$ (F/m) is formeel voor de elektrische flux hetgeen de soortelijke geleiding $\gamma \dots$ (S/m) is voor de elektrische stroom.

⁵⁾ De elektrische flux door een oppervlak kan worden gemeten met behulp van influentie. Zie bijv. R. W. Pohl [3], blz. 29.

⁶⁾ De homogene veldverdeling kan worden bereikt door een schutring; zie fig. 1.

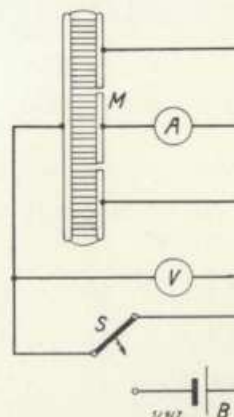


Fig. 1. Vlakke condensator met schutring. Inhomogeniteit van het veld treedt slechts aan de buitenste rand op. Gemeten wordt alleen de lading van het middenstuk M , waarvoor het veld homogeen is. A ballistische ampèremeter; B batterij; S schakelaar voor het laden en ontladen van de condensator; V voltmeter.

³⁾ De eventuele inhomogeniteit kan betrekking hebben op stroomverdeling, materiaal enz.

⁴⁾ De vectorgrootheden, die in tegenstelling met de scalaire grootheden niet alleen door een dimensie en een numerieke waarde zijn gekenmerkt maar ook door een richting, geven we door vet gedrukte letters aan (behalve in de tabellen). De onderhavige vergelijking drukt uit dat S en E een zekere waardeverhouding en tevens dat ze dezelfde richting hebben.

De diëlectrische constante van het vacuum, de zg. „influentieconstante”, heeft bij gebruik van de absolute volt en ampère en bij substitutie van de lichtsnelheid $c = 2,99776 \cdot 10^8$ m/sec de waarde:

$$\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 \approx 8,855 \cdot 10^{-12} \dots (\text{F/m}).$$

Uit de theorie van Maxwell is de fundamentele betrekking bekend:

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1.$$

Om de waarde van ϵ_0 af te leiden, behoeft men dus behalve de waarde van de lichtsnelheid alleen nog de waarde van de „inductieconstante” $\mu_0 = 4\pi/10^7 \dots (\text{H/m})$ te onthouden. De betekenis van μ_0 wordt verderop toegelicht.

Het is gebruikelijk de diëlectrische constante van een materieel diëlectricum aan te geven als product van zijn „relatieve diëlectrische constante” ϵ_r en ϵ_0 :

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \dots (\text{F/m}).$$

ϵ_r is een onbenoemd getal en wel de vanouds bekende materiaalconstante.

De op een lading $Q \dots (\text{C})$ in een electrisch veld met de veldsterkte $E \dots (\text{V/m})$ uitgeoefende kracht is

$$K = QE \dots (\text{N}).$$

Wie de electrische veldsterkte E als krachtvector wenst te beschouwen, kan deze ook meten niet in V/m doch in de identieke eenheid N/C.

Met behulp van bovenstaande betrekking kan men de wet van Coulomb afleiden door de veldsterkte ter plaatse van een lading Q_2 te berekenen uit de flux die bolsymmetrisch van een lading Q_1 uitgaat.

Het magnetische veld

Neemt de stroom door een verliesvrije spoel toe met 1 A, dan ontstaat steeds dezelfde spanningsimpuls $\int V dt \dots (\text{V} \cdot \text{sec})$ tussen de einden der spoel, onafhankelijk van het tempo waarin de stroom toeneemt. De zelfinductie L van een spoel geeft aan, hoe groot deze spanningsimpuls is; eenheid henry (H) = V·sec/A.

Volgens de beschrijvingswijze van Faraday en Maxwell is een stroom omgeven door een magnetisch veld. Dit veld verzamelt de energie... (V·A·sec), die voor het op gang brengen van de stroom gebruikt werd. Daarbij veroorzaakt de stroom $I \dots (\text{A})$, lopend in een spoel van een enkele winding, een zich om de draad heen sluitende magnetische flux $\Phi \dots (\text{V} \cdot \text{sec} = \text{weber (Wb)})$, waarbij algemeen voor één winding geldt:

$$\Phi = LI.$$

Wij beschouwen een lange spoel van een enkele winding die bijv. bestaat uit een brede strook

metaal. De breedte van de strook is de lengte van de spoel (zie fig. 2)⁷⁾. In deze spoel is het veld nagenoeg homogeen, terwijl zijn sterkte in de ruimte buiten de spoel verwaarloosbaar klein is. Vrijwel de gehele „magnetomotorische kracht”... (A) van de omsloten stroom wordt gebruikt om de magnetische flux door de lengte van de spoel te drijven.

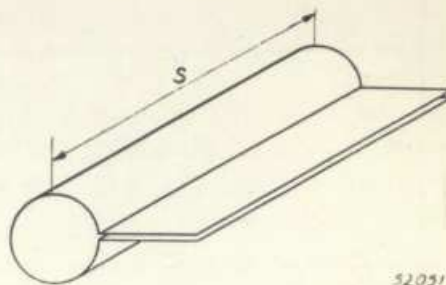


Fig. 2. Spoel van één winding gemaakt van een brede metalen strook. De breedte van de strook is de lengte s van de spoel.

In dit homogene geval kunnen wij de magnetische flux delen door de loodrecht op zijn richting staande doorsnede, en de stroom door de lengte in deze richting. Wij schrijven dus de gewone zelf-inductiewet voor specifieke grootheden op en nemen deze grootheden in die richting waarin ze de grootste waarde hebben⁸⁾. Wij komen zo tot de vectorvergelijking van het magnetische veld:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

($\mathbf{B}$ magnetische inductie, d.i. magnetische fluxdichtheid, in Wb/m²; $\mathbf{H}$ magnetische veldsterkte in A/m; μ „(absolute) permeabiliteit” in V·sec/A·m = H/m).

Deze betrekking, hoewel afgeleid in een homogeen geval, kan eveneens dienen ter beschrijving van inhomogene gevallen. De grootheid μ is in het eenvoudigste geval een scalaire constante van het „magneticum” (materie of vacuum). De getalwaarde van μ is gelijk aan de zelfinductie van de „eenheids-spoel” (1 winding ter lengte van 1 m en met een windingsoppervlakte van 1 m²) bij homogene veld-

⁷⁾ Dit is de ideale solenoïde, zonder spreiding van het magnetisch veld tussen de „stroomdraden”, die wel optreedt bij een solenoïde met van elkaar geïsoleerde windingen.

⁸⁾ De magnetische flux door een oppervlak kan worden gemeten met behulp van een inductieproef. Zie bijv. R. W. Pohl [3], blz. 74. De tussen twee punten heersende „magnetische spanning”... (A) kan gemeten worden volgens de methode van Rogowski. Zie bijv. R. W. Pohl [3], blz. 76-80. Om praktische redenen wordt deze meting uitgevoerd als meting van de impuls van een open spanning ($\int V dt$). Onderstellen wij een Rogowski-spoel met verwaarloosbare weerstand, die door een weerstandsloze ampèremeter is kortgesloten, dan zou men op deze manier de „magnetische spanning” ook direct als kortsluit-ampèrewindingen kunnen meten.

Tabel II. Vergelijkende tabel van formules

	Gerationaliseerd Giorgi	Gauss ($c \approx 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec)	Electrostatisch cgs ($c \approx 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec)	Electromagnetisch cgs ($c \approx 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec)
Wetten van Maxwell	$\text{rot } E = -\dot{B} \dots (\text{V/m}^2)$ $\text{rot } H = \dot{D} + S \dots (\text{A/m}^2)$ $\text{div } S = -\dot{\rho} \dots (\text{A/m}^3)$ $\text{div } D = \rho \dots (\text{C/m}^3)$ $\text{div } B = 0 \dots (\text{Wb/m}^3)$ $S = \gamma E \dots (\text{A/m}^2)$ $D = \epsilon E \dots (\text{C/m}^2)$ $B = \mu H \dots (\text{Wb/m}^2)$	$\text{rot } E = -\dot{B}/c$ $\text{rot } H = \dot{D}/c + 4\pi S/c$ $\text{div } S = -\dot{\rho}$ $\text{div } D = 4\pi \rho$ $\text{div } B = 0$ $S = \gamma E$ $D = \epsilon_r E$ $B = \mu_r H$	$\text{rot } E = -\dot{B}$ $\text{rot } H = \dot{D} + 4\pi S$ $\text{div } S = -\dot{\rho}$ $\text{div } D = 4\pi \rho$ $\text{div } B = 0$ $S = \gamma E$ $D = \epsilon_r E$ $B = \mu_r H/c^2$	$\text{rot } E = -\dot{B}$ $\text{rot } H = \dot{D} + 4\pi S$ $\text{div } S = -\dot{\rho}$ $\text{div } D = 4\pi \rho$ $\text{div } B = 0$ $S = \gamma E$ $D = \epsilon_r E/c^2$ $B = \mu_r H$
Inductiewet	$V = -\dot{\Phi} \dots (\text{V})$	$V = -\dot{\Phi}/c$		$V = -\dot{\Phi}$
Vlakke condensator	$C = \epsilon A/s \dots (\text{F})$	$C = \epsilon_r A/4\pi s \dots (\text{cm})$	$C = \epsilon_r A/4\pi s \dots (\text{cm})$	
Bol	$C = \epsilon \cdot 4\pi r \dots (\text{F})$	$C = r \dots (\text{cm})$	$C = r \dots (\text{cm})$	
Lange spoel (n windingen)	$L = n^2 \mu A/s \dots (\text{H})$	$L = 4\pi n^2 \mu_r A/s \dots (\text{cm})$		$L = 4\pi n^2 \mu_r A/s \dots (\text{cm})$
Veldsterkte in lange spoel (n windingen)	$H = n I/s \dots (\text{A/m})$	$H = 4\pi n I/c s \dots (\text{oersted})$		$H = 4\pi n I/s \dots (\text{oersted})$
Ruimtelijke energiedichtheid	$\frac{1}{2} E D + \frac{1}{2} H B \dots (\text{W} \cdot \text{sec/m}^3)$	$\frac{1}{2} E D/4\pi + \frac{1}{2} H B/4\pi \dots (\text{erg/cm}^3)$		
Kracht op lading	$K = Q E \dots (\text{N})$	$K = Q E \dots (\text{dyne})$	$K = Q E \dots (\text{dyne})$	
Wet van Coulomb	$K = Q_1 Q_2 / \epsilon \cdot 4\pi r^2 \dots (\text{N})$	$K = Q_1 Q_2 / \epsilon_r r^2 \dots (\text{dyne})$	$K = Q_1 Q_2 / \epsilon_r r^2 \dots (\text{dyne})$	
Kracht op bewegende lading	$K = Q v B \dots (\text{N})$	$K = Q v B/c \dots (\text{dyne})$		$K = Q v B \dots (\text{dyne})$
Kracht op rechte draad	$K = I l B \dots (\text{N})$	$K = I l B/c \dots (\text{dyne})$		$K = I l B \dots (\text{dyne})$
Kracht tussen twee evenwijdige draden	$K = \mu I_1 I_2 l / 2\pi r \dots (\text{N})$	$K = 2\mu_r I_1 I_2 l / c^2 r \dots (\text{dyne})$		$K = 2\mu_r I_1 I_2 l / r \dots (\text{dyne})$
Kracht tussen twee geladen platen	$K = \frac{1}{2} Q E = \frac{1}{2} \Psi E \dots (\text{N})$	$K = \frac{1}{2} Q E = \frac{1}{2} A D E / 4\pi \dots (\text{dyne})$	$K = \frac{1}{2} Q E = \frac{1}{2} A D E / 4\pi \dots (\text{dyne})$	
Kracht tussen twee vlakke magneetpolen	$K = \frac{1}{2} \Phi H \dots (\text{N})$	$K = \frac{1}{2} \Phi H / 4\pi \dots (\text{dyne})$		$K = \frac{1}{2} \Phi H / 4\pi \dots (\text{dyne})$

Tabel III. Vergelijkende tabel van de eenheden van verschillende stelsels

Opmerkingen: 1) Men houde in het oog dat de formules die de samenhang tussen de diverse grootheden aangeven, voor de verschillende stelsels verschillend kunnen zijn (vgl. tabel II).

2) In deze tabel is c de getalwaarde van de lichtsnelheid in m/sec: $2,99776 \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^8$.

	Giorgi	Electrostatisch cgs	Electromagnetisch cgs	Gauss
Stroom I	A	1 e.s.e. = $1/10c \approx 3,33 \cdot 10^{-10}$... (A)	1 e.m.e. = 10 ... (A)	1 e.s.e. = $1/10c \approx 3,33 \cdot 10^{-10}$... (A)
Spanning V	V	1 e.s.e. = $c/10^6 \approx 300$... (V)	1 e.m.e. = 10^{-8} ... (V)	1 e.s.e. = $c/10^6 \approx 300$... (V)
Lading Q	1 C (coulomb) = 1 A·sec	1 e.s.e. = $1/10c \approx 3,33 \cdot 10^{-10}$... (C)	1 e.m.e. = 10 ... (C)	1 e.s.e. = $1/10c \approx 3,33 \cdot 10^{-10}$... (C)
Weerstand R	1 Ω = 1 V/A	1 e.s.e. = $c^2/10^5 \approx 9 \cdot 10^{11}$... (Ω)	1 e.m.e. = 10^{-9} ... (Ω)	1 e.s.e. = $c^2/10^5 \approx 9 \cdot 10^{11}$... (Ω)
Capaciteit C	1 F = 1 A·sec/V	1 cm = $10^5/c^2 \approx 1,11 \cdot 10^{-12}$... (F)	1 e.m.e. = 10^9 ... (F)	1 cm = $10^5/c^2 \approx 1,11 \cdot 10^{-12}$... (F)
Zelfinductie L	1 H = 1 V·sec/A	1 e.s.e. = $c^2/10^5 \approx 9 \cdot 10^{11}$... (H)	1 cm = 10^{-9} ... (H)	1 cm = 10^{-9} ... (H)
Electrische flux Ψ (= $\iint D_n dA$)	C ($\Psi = Q$)	1 e.s.e. = $10^{-1}/4\pi c \approx 2,65 \cdot 10^{-11}$... (C)	1 e.m.e. = $10/4\pi \approx 7,96 \cdot 10^{-1}$... (C)	1 e.s.e. = $10^{-1}/4\pi c \approx 2,65 \cdot 10^{-11}$... (C)
Verplaatsing, electrische inductie D	C/m ²	1 e.s.e. = $10^3/4\pi c \approx 2,65 \cdot 10^{-7}$... (C/m ²)	1 e.m.e. = $10^5/4\pi \approx 7,96 \cdot 10^3$... (C/m ²)	1 e.s.e. = $10^3/4\pi c \approx 2,65 \cdot 10^{-7}$... (C/m ²)
Electrische veldsterkte E	V/m	1 e.s.e. = $c/10^4 \approx 3 \cdot 10^4$... (V/m)	1 e.m.e. = 10^{-6} ... (V/m)	1 e.s.e. = $c/10^4 \approx 3 \cdot 10^4$... (V/m)
Magnetische flux Φ (= $\iint B_n dA$)	1 Wb (weber) = 1 V·sec	1 e.s.e. = $c/10^6 \approx 300$... (Wb)	1 maxwell = 10^{-8} ... (Wb)	1 maxwell = 10^{-8} ... (Wb)
Magnetische inductie B	Wb/m ²	1 e.s.e. = $c/10^2 \approx 3 \cdot 10^6$... (Wb/m ²)	1 gauss = 10^{-4} ... (Wb/m ²)	1 gauss = 10^{-4} ... (Wb/m ²)
Magnetische veldsterkte H	A/m	1 e.s.e. = $10/4\pi c \approx 2,65 \cdot 10^{-9}$... (A/m)	1 oersted = $10^3/4\pi \approx 79,6$... (A/m)	1 oersted = $10^3/4\pi \approx 79,6$... (A/m)
Kracht K	1 N (newton) = 1 kg·m/sec ²	1 dyne = 1 g·cm/sec ² = 10^{-5} N	1 dyne = 1 g·cm/sec ² = 10^{-5} N	1 dyne = 1 g·cm/sec ² = 10^{-5} N
Energie W	1 N·m = 1 W·sec = 1 V·A·sec = 1 J (joule)	1 erg = 1 dyne·cm = 10^{-7} N·m	1 erg = 1 dyne·cm = 10^{-7} N·m	1 erg = 1 dyne·cm = 10^{-7} N·m

verdeling⁹⁾. $\mu \dots$ (H/m) is formeel voor de magnetische flux wat $\varepsilon \dots$ (F/m) is voor de elektrische flux en wat $\gamma \dots$ (S/m) is voor de stroom.

Bij ferromagnetica is μ veelal nog wel een scalaire grootheid maar afhankelijk van H en van de voorgeschiedenis (hysteresis).

De permeabiliteit van het vacuum, de zg. „inductieconstante”, heeft, bij gebruik van absolute volt en ampère, de waarde¹⁰⁾

$$\mu_0 = 4\pi/10^7 \dots (\text{H/m}).$$

Nu wij de betekenis van μ_0 hebben leren kennen, is het mogelijk de definitie van de absolute volt en ampère als volgt te onthouden. Het product van V en A is gegeven door de energie-vergelijking $1 \text{ N}\cdot\text{m} = 1 \text{ V}\cdot\text{A}\cdot\text{sec}$; het quotient van V en A is gegeven door $\mu_0 = 4\pi/10^7 \dots (\text{V}\cdot\text{sec}/\text{A}\cdot\text{m})$. De lezer zal nu begrijpen waarom deze twee formules — waarop dus het gehele Giorgi-stelsel kan worden gefundeerd — in dit artikel door omlijsting speciaal naar voren zijn gebracht.

Het is gebruikelijk de permeabiliteit van een materieel magneticum aan te geven als product van zijn „relatieve permeabiliteit” μ_r en μ_0 :

$$\mu = \mu_r \mu_0 \dots (\text{H/m}).$$

μ_r is een onbenoemd getal, en wel de vanouds bekende materiaal-grootheid.

De kracht die op een rechte geleider ter lengte

⁹⁾ De homogene veldverdeling kan worden bereikt door gebruik te maken van verlengspoelen (zie fig. 3).

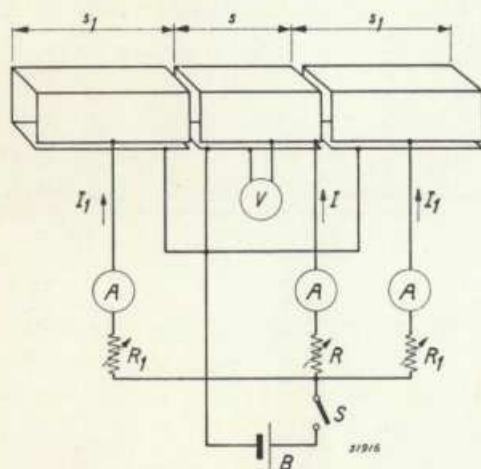


Fig. 3. Spoel bestaande uit een middenstuk met verlengspoelen. Inhomogeniteit van het veld treedt aan de uiteinden op. Gemeten wordt alleen de spanningsimpuls van het middenstuk, waarvoor het veld homogeen en $= I/s$ is. A ampèremeter; B batterij; R en R_1 regelweerstand om I_1/s_1 gelijk te maken aan I/s ; S schakelaar voor het in- en uitschakelen van de stromen I en I_1 ; V ballistische voltmeter zonder stroomverbruik.

¹⁰⁾ Rectificatie. In het artikel van W. de Groot [5] komt in de formule voor μ_0 (verg. (15)) een drukfout voor: 10^{-7} moet zijn 10^7 .

$l \dots$ (m) wordt uitgeoefend, als hij door de stroom $I \dots$ (A) wordt doorlopen en loodrecht op de richting van een homogeen magnetisch veld is gericht, staat loodrecht op deze beide richtingen en heeft de grootte:

$$K = IlB \dots (\text{N}).$$

Wie de magnetische inductie B als krachtvector wenst te beschouwen, kan deze ook meten niet in Wb/m^2 doch in de identieke eenheid $\text{N}/\text{A}\cdot\text{m}$.

Met behulp van deze betrekking kan men de kracht tussen twee evenwijdige stroomgeleiders afleiden door berekening van de inductie die de door I_1 veroorzaakte veldsterkte ter plaatse van I_2 opwekt. Met behulp van deze kracht definieert het „Comité international des Poids et Mesures” de absolute ampère¹¹⁾.

Uit het vorenstaande zal duidelijk zijn geworden, hoe men met behulp van het gerationaliseerde Giorgi-stelsel de belangrijke begrippen der electriciteitsleer, nl. stroomveld, elektrisch veld, magnetisch veld, en de hiermee samenhangende verschijnselen, op overeenkomstige wijze kan behandelen.

Voor degenen die gewend zijn met de oudere stelsels te werken en die thans tot het gerationaliseerde Giorgi-stelsel wensen over te gaan, is het wellicht nuttig de formules en eenheden der oude stelsels gemakkelijk te kunnen vergelijken met die van het nieuwe stelsel. Hiertoe hebben wij de tabellen II en III samengesteld. Voor de praktijk zij nog speciaal de aandacht gevestigd op de opmerking 1) bij tabel III.

¹¹⁾ W. de Groot [5], blz. 58.

LITERATUUR

- [1] G. Giorgi, La métrologie électrique classique et les systèmes d'unités qui en dérivent. Examen critique, Revue Gén. d'Electr. **40**, 459-468, 1936.
- [2] G. Giorgi, La métrologie électrique nouvelle et la construction du système électrotechnique absolu M.K.S., Revue Gén. d'Electr. **42**, 99-107, 1937.
- [3] R. W. Pohl, Elektrizitätslehre, uitg. Springer, Berlijn 1943 (8e en 9e druk).
- [4] P. Cornelius, Eén eenhedenstelsel in de electriciteitsleer, Faraday **16**, 57-67, 1946. Overdruk (No. 1723) op aanvraag verkrijgbaar bij de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven.
- [5] W. de Groot, Het ontstaan van het Giorgi-stelsel van elektrische eenheden, Philips techn. T. **10**, 55-60, 1948 (No. 2).
- [6] W. J. D. van Dijk, Over het nut van denken, rekenen en meten in één maatstelsel en de voordelen van het praktische maatstelsel, uitg. Van der Laan & Co., Den Haag 1948.
- [7] P. Cornelius, Korte samenvatting der electriciteitsleer, Meulenhoff & Co., Amsterdam. In druk.

DE INVLOED VAN HET SMELTPUNT EN DE VOLUME-MAGNETOSTRICTIE OP DE THERMISCHE UITZETTING VAN LEGERINGEN

door J. J. WENT.

666.1.037.5:669.018.47:536.413.2

Als men een metaal aan glas wil smelten, is het allereerst nodig, dat de uitzettingscoëfficiënt van het metaal in een bepaald temperatuurinterval niet al te veel verschilt van die van het glas. Onderzocht wordt hoe de uitzettingscoëfficiënt van legeringen samenhangt met hun smeltpuntsverlaging en welke invloed op deze coëfficiënt, bij legeringen van ferromagnetische materialen, de volumemagnetostrictie heeft. Een empirische regel wordt medegedeeld die het mogelijk maakt legeringen samen te stellen welke een kleine uitzettingscoëfficiënt hebben. Als toepassing wordt besproken de samenstelling van een legering bestaande uit ijzer, nikkel, cobalt en koper die geschikt is voor aansmelting aan hard glas.

Men kan glas en metaal alleen aan elkaar smelten, indien beide materialen aan bepaalde eisen voldoen. Bij temperaturen, gelegen tussen de gebruikstemperatuur en de minimale temperatuur, waarbij tijdens het aansmelten van het glas aan het metaal een van deze beide stoffen door plastische vervorming nog in staat is eventuele spanningen op te heffen, moet de uitzetting van het glas binnen voldoende nauwe grenzen gelijk zijn aan die van het metaal¹⁾. In de tweede plaats is de hechting tussen het metaal en het glas, hetzij direct hetzij via een oxydehuid, van het grootste belang. Bovendien moeten aan de materialen een aantal technologische eisen worden gesteld, bijv.: bewerkbaarheid, soldeerbaarheid, corrosiebestendigheid, enz.

In dit artikel willen we ons beperken tot het bespreken van de inzichten die van betekenis zijn bij het ontwikkelen van metaallegeringen die aan bepaalde eisen van thermische uitzetting moeten voldoen. Het zal daarbij blijken, dat de warmte-uitzettingscoëfficiënt van een legering samenhangt met haar smeltpunt en met haar magnetische eigenschappen. Deze betrekkingen maken het mogelijk enerzijds in de gegevens omtrent de smeltpunten en anderzijds in de magnetische eigenschappen een aanwijzing te vinden voor de samenstelling van de legeringen wier uitzettingscoëfficiënten de waarden hebben welke verlangd worden.

Uitzetting en smeltpunt van elementen

Reeds lang kent men een empirische regel die voor elementen een verband aangeeft tussen het smeltpunt en de lineaire warmte-uitzetting. Deze eenvoudige regel zegt, dat de totale uitzetting van het absolute nulpunt tot het smeltpunt voor alle

elementen even groot is. Dit is belangrijk, omdat het smeltpunt gewoonlijk een van de het best bekende gegevens van een vaste stof is. De regel strookt met het feit dat, naarmate het smeltpunt hoger ligt, bij een bepaalde temperatuur ook de bindingskrachten van het rooster (en in verband daarmee de hardheid) groter zullen zijn, hetgeen betekent, dat de uitzetting geringer is. In tabel I zijn ter illustratie enige hierop betrekking hebbende gegevens vermeld van drie metalen met ver uiteenlopende smeltpunten.

Tabel I. Het smeltpunt, de totale lineaire uitzetting van het absolute nulpunt tot het smeltpunt, de uitzettingscoëfficiënt tussen 0 en 100 °C en de hardheid van een drietal metalen.

Metaal	Smeltpunt	Totale lineaire uitzetting	Uitzetting tussen 0° en 100 °C per °C	Vickers-hardheid
W	3400 °C	$24 \cdot 10^{-3}$	$43 \cdot 10^{-7}$	250 kg/mm ²
Cu	1083 °C	$23 \cdot 10^{-3}$	$165 \cdot 10^{-7}$	35 kg/mm ²
Al	660 °C	$22 \cdot 10^{-3}$	$240 \cdot 10^{-7}$	15 kg/mm ²

Uit een lijst van 38 elementen (metalen en niet-metalen), waarvan voldoende gegevens over de uitzetting tot het smeltpunt bekend zijn, vindt men voor de totale lineaire uitzetting:

$$22,0 \cdot 10^{-3} \pm 3,5 \cdot 10^{-3}.$$

Het bovenstaande heeft betrekking op zuivere elementen. Slechts bij uitzondering echter zal het voorkomen, dat een bepaald element juist voldoet aan de gestelde eisen inzake de thermische uitzetting. Toch zijn daar voorbeelden van. Zo kunnen wolfram en molybdeen gebruikt worden voor aansmelting aan hard glas, en platina voor aansmelting aan zacht glas. Indien de toepassing van deze elementen echter bezwaarlijk is, bijv.

¹⁾ A. A. Padmos en J. de Vries, Spanningen en spanningsonderzoek bij glas, Philips techn. T. 9, 277-285, 1947 (No. 9).

omdat ze moeilijk bewerkbaar zijn (W en Mo) of omdat het materiaal zeer duur is (Pt), moeten we onderzoeken welke legeringen voor het gestelde doel bruikbaar zijn. We denken daarbij in de eerste plaats aan werkelijke (homogene) legeringen en dus niet aan een samenstelling van verschillende materialen zoals bijv. de zg. koperen manteldraad, die bestaat uit een nikkelijzeren kern met een kleine en een koperen mantel met een grote uitzettingscoëfficiënt. In dit geval kan men een materiaal verkrijgen, dat in radiale richting een goed aangepaste gemiddelde uitzetting bezit, maar waarvan het gebruik door de onvermijdelijke anisotropie der uitzetting beperkt moet blijven tot speciale toepassingen, bijv. doorvoerdrazen voor lampen.

De legeringen moeten zo zijn samengesteld, dat in het gehele te gebruiken gebied geen fase-overgangen optreden. Daarbij doen zich nl. vrijwel steeds volumeveranderingen voor en bovendien hebben twee fasen van eenzelfde stof gewoonlijk ook nog sterk verschillende uitzettingscoëfficiënten. Een bekend voorbeeld van dit laatste verschijnsel is het verschil in uitzettingscoëfficiënt β^2) van de α - en γ -fase ^{3}) van ijzer. Bij de eerste is $\beta = 120 \cdot 10^{-7}$ en bij de tweede $170 \cdot 10^{-7}$. De γ -fase van ijzer kan door toevoeging van geschikte percentages mangaan of nikkel ook stabiel gemaakt worden bij kamertemperatuur. In dat geval geldt daarvoor dan ook de zoëven genoemde uitzettingscoëfficiënt van $170 \cdot 10^{-7}$.

Voor legeringen geldt de boven genoemde regel, voor zover deze de verandering van de uitzetting door de toevoeging van een bijmengsel zou moeten aangeven, niet meer. Toch kan ook daarbij uit het smeltpunt een conclusie worden getrokken over de grootte van de thermische uitzetting.

²) Met β wordt in dit artikel aangeduid de lineaire uitzettingscoëfficiënt, die, zoals bekend, voor een bepaalde stof gedefinieerd is door de betrekking $\beta = 1/l \cdot dl/dT$, waarin l de lengte bij de temperatuur T is. In kleine temperatuurgebieden is deze coëfficiënt zodanig constant, dat we kunnen schrijven $l_{T'} = l_T [1 + \beta (T' - T)]$, waarbij $l_{T'}$ en l_T de lengten van een staaf resp. bij T' en bij T °C voorstellen.

³) De ijzeratomen vormen, zoals men weet, in de beide modificaties (α en γ) een kubisch rooster, echter met dit verschil dat bij α -ijzer behalve de hoekpunten ook de middens der kubische cellen bezet zijn (zg. ruimtelijk gecentreerde kubische structuur), terwijl bij γ -ijzer behalve de hoekpunten de middens der kubusvlakken zijn bezet (zg. in de zijvlakken gecentreerde kubische structuur). Dat de van 900 tot ca 1400 °C stabiele modificatie wordt aangeduid met γ , en niet met β , hangt samen met het feit, dat het bij kamertemperatuur stabiele magnetische α -ijzer bij ca 700 °C (het Curiepunt van ijzer) onmagnetisch wordt, en de onmagnetische fase welke dezelfde kristalstructuur heeft als de magnetische, met β -ijzer wordt aangeduid. De omzetting bij 900 °C zou men feitelijk $\beta \rightarrow \gamma$ -overgang moeten noemen.

Smeltpuntsverlaging en thermische uitzetting bij homogene legeringen

Het smeltpunt van een metaal ondergaat een verlaging, wanneer er een tweede metaal aan wordt toegevoegd. Het blijkt, dat er bij homogene legeringen een verband bestaat tussen de grootte der smeltpuntsverlaging (bij toevoeging van een legeringselement) en de bijbehorende verandering van de uitzettingscoëfficiënt.

Om dit nader toe te lichten, gaan we uit van ijzer. Dit metaal gebruikt men bij voorkeur als hoofdbestanddeel van een aansmeltlegering, niet alleen omdat het een goedkope grondstof is, maar ook omdat zijn uitzettingscoëfficiënt ($\beta = 120 \cdot 10^{-7}$) niet zo heel veel verschilt van die van normaal zacht ⁴) glas ($\beta = 95 \cdot 10^{-7}$), zodat de toevoeging van een tweede metaal slechts een betrekkelijk geringe verlaging van de uitzettingscoëfficiënt behoeft te bewerkstelligen.

In tabel II is de verandering van de lineaire uitzettingscoëfficiënt (tussen 0 en 400 °C) vergeleken met de smeltpuntsverandering die de toevoeging van een metaal aan ijzer veroorzaakt. Hierbij is op te merken, dat in beide gevallen naar zeer kleine percentages van het toegevoegde materiaal geëxtrapoleerd werd.

Het blijkt, dat, naarmate het toegevoegde metaal het smeltpunt van ijzer minder verlaagt, de uitzettingscoëfficiënt des te lager wordt, terwijl bij de sterkste verlaging van het smeltpunt zelfs een geringe verhoging van de uitzettingscoëfficiënt wordt waargenomen.

De regelmaat van het verschijnsel wordt enigszins verstoord door cobalt en aluminium, waarbij de verlaging van de uitzettingscoëfficiënt kleiner is dan men op grond van de regel zou verwachten.

Tabel II. De smeltpuntsverandering ΔT_s en de verandering van de lineaire uitzettingscoëfficiënt $\Delta\beta$, beide genomen per atoompercent, die ijzer ondergaat door toevoeging van een tweede element. In de laatste kolom is de oplosbaarheid van het toegevoegde element vermeld.

Toegevoegd element	ΔT_s per atoompercent	$\Delta\beta$ tussen 0° en 400 °C per atoompercent	Oplosbaarheid in ijzer
Sn	— 10 °C	+ 0,31 · 10 ⁻⁷	5 atoom %
Si	— 7	+ 0,04	25
Ni	— 3,3	— 2,0	18
Co	— 1,3	— 0,9	75
V	— 1,2	— 5,7	30
Al	— 0,5	— 0,9	20
Mo	— 0,5	— 6,7	4
Cr	0	— 5,9	40
W	0	— 8,3	3

⁴) Zacht glas heeft een grote uitzettingscoëfficiënt ($\beta = 90$ à $100 \cdot 10^{-7}$); hard glas heeft een kleine uitzettingscoëfficiënt ($\beta = 40$ à $50 \cdot 10^{-7}$).

In fig. 1 is de verandering van de uitzettingscoëfficiënt $\Delta\beta$ van ijzer voorgesteld als functie van de hoeveelheid toegevoegde stof. De beginhellingen van de daar getekende lijnen corresponderen dus met de in tabel II vermelde waarden van $\Delta\beta$. Ook is in deze figuur aangegeven hoeveel de uitzettingscoëfficiënt van zacht glas verschilt van die van ijzer.

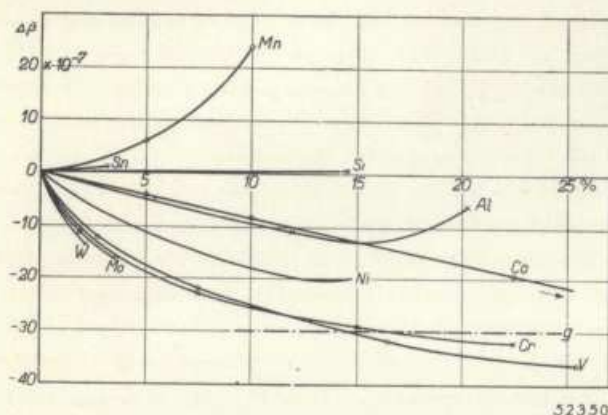


Fig. 1. De verandering van de uitzettingscoëfficiënt van ijzer (tussen 0 en 400 °C) wanneer een ander metaal in opgeloste toestand in een bepaald percentage daaraan wordt toegevoegd. Op de horizontale as is de hoeveelheid van het tweede element in atoompercentages uitgezet. De grafiek voor Fe-Co, die nagenoeg lineair verloopt, moet in verband met de grote oplosbaarheid verder worden voortgezet. Bij de Fe-Al-legeringen treedt een onregelmatigheid op als gevolg van een zg. ordening in het rooster. De Fe-Mn-legeringen vertonen een afwijkend gedrag ten gevolge van de stabilisering van de γ -fase van ijzer bij kamertemperatuur door de toevoeging van mangaan. De met g aangeduide horizontale streep-punt-lijn geeft de grootte van de uitzettingscoëfficiënt van zacht glas aan, vergeleken met die van ijzer. Het blijkt, dat alleen Fe-Cr, Fe-V en Fe-Co in aanmerking komen als aansmeltmetaal voor zacht glas.

Het blijkt nu uit de figuur, dat slechts een drietal elementen in aanmerking komen om met ijzer een aansmeltmetaal te vormen. Alleen bij de binaire legeringen Fe-Cr, Fe-V en Fe-Co (met een hoog Co-gehalte) is, vóór het bereiken van de oplosbaarheidsgrens, de uitzettingscoëfficiënt in vergelijking met die van zuiver ijzer voldoende verlaagd, doordat niet alleen de waarde van $\Delta\beta$ per atoompercent maar ook de oplosbaarheid van het toegevoegde element in ijzer voldoende groot is. Van de hier genoemde zijn de chroomijzerlegeringen reeds lang als aansmeltmetalen bekend en in gebruik.

Ten aanzien van fig. 1 valt nog op te merken, dat legeringen met een Si-gehalte groter dan ca 15 atoompercent daarin niet zijn opgenomen, omdat zich bij deze mengsels, evenals dit voor Fe-Al reeds uit de figuur blijkt, onregelmatigheden voordoen, die samenhangen met het feit dat er dan een zg. ordening in het rooster optreedt. Hieronder verstaat men, dat de Al- en Fe-ionen, resp. de Si- en Fe-ionen niet meer geheel willekeurig over de

beschikbare roosterpunten zijn verdeeld, maar elkaar volgens een bepaalde regelmaat afwisselen, wat invloed kan hebben op de uitzetting, terwijl bovendien de overgang van orde in wanorde of omgekeerd gepaard kan gaan met volumeveranderingen.

We hebben in fig. 1 ook de reeds genoemde Fe-Mn-legeringen opgenomen om aan een voorbeeld te laten zien hoe, ten gevolge van de stabilisering van de γ -fase van ijzer bij kamertemperatuur door toevoeging van mangaan, de uitzettingscoëfficiënt van deze legeringen sterk stijgt, ondanks het feit dat het smeltpunt van ijzer door Mn nauwelijks wordt beïnvloed. Het gedrag van mangaan is dan ook niet in overeenstemming met de regel aangaande het verband tussen ΔT_s en $\Delta\beta$, die tabel II in het licht stelt.

Ordeningen in het rooster en fase-overgangen hebben wel invloed op de uitzetting, maar daar beide effecten in betrekkelijk kleine temperatuurtrajecten optreden, zijn zij bij de toepassing van legeringen als aansmeltmetalen niet van grote betekenis en soms zelfs ongewenst. Anders is dit met de magnetische beïnvloeding van het volume, waaraan we nu aandacht willen schenken.

Ferromagnetische eigenschappen en thermische uitzetting

Een ferromagnetisch materiaal blijkt onder de invloed van een uitwendig magnetisch veld vormveranderingen te ondergaan. Dit verschijnsel noemt men magnetostrictie⁵⁾. Er treedt daarbij een verandering op van de afmeting in de magnetisatie-richting en een tegengestelde verandering in de richtingen loodrecht daarop, zodat in eerste benadering het volume niet verandert. De verandering van de afmeting in de magnetisatie-richting kan een verlenging of een verkorting zijn, in het eerste geval noemen we de magnetostrictie positief, in het tweede negatief. Deze lengteverandering, die tezamen met de magnetisatie een verzadigingswaarde bereikt, kan vrij aanzienlijk zijn en bijv. wel $60 \cdot 10^{-6}$ van de lengte bedragen. Bij nauwkeurige metingen is verder gebleken, dat er nog een tweede effect, een volumeverandering van het ferromagneticum, de zg. volumemagnetostrictie, bestaat, dat echter pas bij zeer hoge veldsterkten een waarneembare grootte heeft. Deze volumemagnetostrictie kan of een vergroting of een verkleining van het volume ten gevolge hebben.

Om aan te geven waarmede deze verschijnselen

⁵⁾ Strictie = samentrekking.

samenhangen en hoe zij van invloed kunnen zijn op de thermische uitzetting, moet er iets dieper worden ingegaan op de voorstelling die we ons van een ferromagnetisch materiaal maken. Het ferromagnetisme wordt veroorzaakt door het feit dat ten gevolge van zekere wisselwerkingskrachten naburige roosterbouwstenen, die ieder een magnetisch moment bezitten, de neiging hebben deze momenten gelijk te richten. Deze voorstelling zou doen verwachten, dat ieder ferromagneticum steeds zonder uitwendig veld de verzadigingsmagnetisatie zal vertonen, die behoort bij het zo goed mogelijk parallel stellen van al deze primaire magneetjes onder invloed enerzijds van de wisselwerkingskrachten en anderzijds van de krachten die deze regelmaat verstoren, nl. de temperatuur-beweging. Dat niettemin zulk materiaal uiterlijk vaak slechts een kleinere magnetisatie of zelfs in het geheel geen ferromagnetisme vertoont, wordt verklaard door de omstandigheid, dat de verzadigingsmagnetisatie weliswaar in kleine gebieden (gebiedjes van Weiss) bestaat, maar dat het ferromagneticum is opgebouwd uit zeer vele van deze gebiedjes, die onderling weer verschillende richtingen van het magnetisch moment hebben. Door een uitwendig magneetveld aan te brengen kan men er nu in de eerste plaats voor zorgen, dat deze magnetische momenten van de afzonderlijke gebiedjes alle zo goed mogelijk evenwijdig worden georiënteerd. In de tweede plaats kan men door het toepassen van zeer hoge uitwendige veldsterkten bereiken, dat in het inwendige van ieder gebiedje de parallelstelling van de afzonderlijke momenten, voor zover deze door de temperatuur-beweging verstoord wordt, beter wordt. Het eerstgenoemde effect levert de normale verzadiging van het ferromagneticum, zoals die door meting in een uitwendig magneetveld van matige sterkte wordt vastgesteld, en bij dit parallel-oriënteren van de magnetische momenten der gebiedjes van Weiss treedt de lineaire magnetostrictie op. Het tweede effect, dat de verzadiging van het ferromagneticum enigszins verhoogt, gaat gepaard met de bovengenoemde volumemagnetostrictie. Hieruit volgt de belangrijke regel, dat het volume een functie van de verzadiging is.

Uit het bovenstaande zal duidelijk zijn, dat de verzadiging zowel door zeer sterke uitwendige magneetvelden als door de temperatuur beïnvloed kan worden. De volumemagnetostrictie kan dan ook zowel door uitwendige magnetische velden als door een temperatuurvariatie worden opgewekt. Deze volumeverandering met de temperatuur moet gesuperponeerd worden op de normale thermische

uitzetting. Het spreekt vanzelf, dat dit slechts geldt voor temperaturen beneden het Curiepunt, want daarboven is het ferromagnetisme geheel verdwenen.

In het algemeen is de volumemagnetostrictie en dus ook de invloed daarvan op de uitzetting zeer klein, alleen in bijzondere gevallen is het effect groot. Voor zuiver ijzer is $1/V \cdot dV/dH$ (waarin V = het volume en H = het magnetische veld) ca $6 \cdot 10^{-10}$ oersted⁻¹ ⁶⁾ en voor zuiver nikkel nog zesmaal zo klein. Uit de gemeten waarde van dV/dH kan dV/dI (I = de magnetisatie) worden afgeleid door dV/dH met dH/dI te vermenigvuldigen. Voor sterke magnetische velden, waarbij tussen I en H een lineair verband bestaat, is dit voor een bepaald materiaal een constante factor. Vervolgens is het mogelijk dI/dT af te leiden uit de kromme die het verband aangeeft tussen de verzadiging I en de temperatuur T . De grootte die voor ons belang is, $dV/dT = dV/dI \cdot dI/dT$, is dan ook bekend.

Bij het ontwikkelen van aansmeltlegeringen voor harde glassoorten komt het er gewoonlijk op aan een samenstelling te vinden met een lagere uitzettingscoëfficiënt dan de uitgangsmaterialen. Dit wordt bereikt, wanneer dV/dH en dI/dT beide (in absolute waarde) groot zijn. (Hierbij is ondersteld, dat dV/dH positief is, want dI/dT is steeds negatief.) Het is dus nodig een legering te zoeken waarbij aan deze twee voorwaarden wordt voldaan.

Aan de hand van het in fig. 2 getekende diagram, dat op het systeem ijzer-nikkel betrekking heeft, kunnen we dat nader toelichten. Het blijkt, dat men een legering kan vormen waarbij de volumemagnetostrictie de uitzonderlijk grote waarde van $3 \cdot 10^{-9}$ per oersted heeft. Indien nu voor deze legering tegelijkertijd dI/dT groot is, zal de uitzettingscoëfficiënt zoals gewenst een kleine waarde hebben. Om te vinden bij welke temperatuur men voor dit differentiaalquotient een grote waarde kan verwachten, moeten we letten op het verloop van I als functie van de temperatuur. Het blijkt, dat I bij het absolute nulpunt een maximale waarde heeft, dat deze van dit punt af daalt en dit snel doet voor waarden van de temperatuur die niet ver beneden de Curietemperatuur T_1 liggen, om daar de waarde nul te bereiken. Zoekt men een legering met een kleine uitzettingscoëfficiënt, berekend voor een interval 0 tot T_2 , dan zal aan de voorwaarde betreffende dI/dT alleen voldaan zijn, indien T_2 niet veel lager is dan T_1 ⁷⁾. In de praktijk

⁶⁾ In Giorgi-eenheden is $1/V \cdot dV/dH = 48 \cdot 10^{-9}$ m/A.

⁷⁾ Dit wordt bevestigd door de grafiek van σ (de verzadigingsmagnetisatie per gram) voor een Fe-Ni-Co-legering in fig. 7 in het vervolg van dit artikel.

komt dit hierop neer, dat de Curietemperatuur van de gezochte legering moet liggen in de buurt van het transformatiepunt van glas.

In fig. 2 is voor het ijzer-nikkel-systeem ook de Curietemperatuur der legeringen als functie van de samenstelling getekend. Het blijkt, dat de legering met een zeer grote volumemagnetostrictie een voldoende lage Curietemperatuur heeft en daarom bruikbaar is. Dit wordt ook bevestigd door de grafiek van de uitzettingscoëfficiënt (tussen 0 en 100 °C) als functie van de samenstelling der legering, die in dezelfde figuur getekend is.

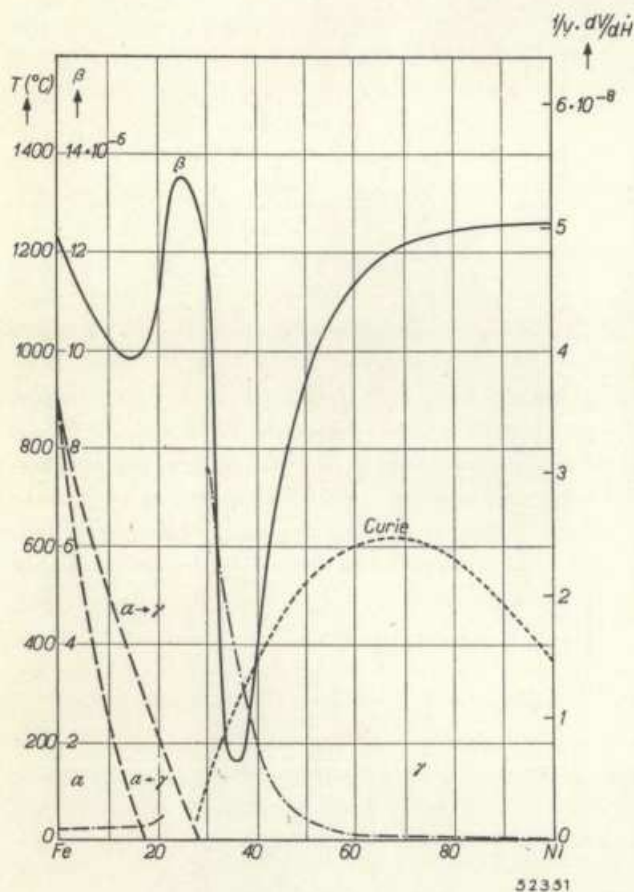


Fig. 2. Diagram van het Fe-Ni-systeem met de grenzen van de α - en γ -fasen, de grootte der volumemagnetostrictie, de waarden van de Curietemperatuur en de grootte van de lineaire uitzettingscoëfficiënt (tussen 0 en 100 °C). De legering met een minimale uitzettingscoëfficiënt behoort tot de γ -fase in een gebied dat voor de in aanmerking komende temperaturen dicht bij de $\alpha \rightarrow \gamma$ -grens ligt. Deze legering heeft een betrekkelijk lage Curietemperatuur. Links is de temperatuur en de waarde van de uitzettingscoëfficiënt (tussen 0 en 100 °C) uitgezet, rechts de waarde van $1/V \cdot dV/dH$ per oersted, die een maat is voor de volumemagnetostrictie. De lijn met de aanduiding β heeft betrekking op de uitzettingscoëfficiënt en de ——lijn op de volumemagnetostrictie. Deze lijn is onderbroken in het gebied waar deze grootte niet bepaald kan worden. De lijn met het bijschrift Curie geeft voor de in aanmerking komende legeringen aan hoe hoog de Curietemperatuur is. Voor de fase-overgangen $\alpha \rightarrow \gamma$ en $\gamma \rightarrow \alpha$ zijn verschillende lijnen getrokken, daar men niet dezelfde uitkomsten verkrijgt, indien men deze overgangen door verhitting of door afkoeling bewerkstelligt.

Bij de bestudering van fig. 2 valt het op, dat de samenstelling van de legering met een minimale uitzettingscoëfficiënt niet precies dezelfde is als die van de legering met een maximale volumemagnetostrictie. Hierbij moet o.a. in aanmerking worden genomen, dat de uitzettingscoëfficiënt geldt voor het interval 0-100 °C en de volumemagnetostrictie gemeten is bij een temperatuur van 4 °C. De grafiek van de volumemagnetostrictie is onderbroken voor het gebied waarin de waarde van deze grootte niet kan worden vastgesteld.

Uit fig. 2 lezen we af, dat de legering bestaande uit 63% Fe en 37% Ni een zeer lage uitzettingscoëfficiënt ($\beta = 1,5 \cdot 10^{-6}$) heeft. Deze samenstelling is ongeveer gelijk aan die van de legering „Invar”, welke reeds lang bekend is en toepassing vindt bij de vervaardiging van meetstaven, slingers van uurwerken en dergelijke.

Verder zien we uit de figuur, dat bij het ijzer-nikkel-systeem de legering met een grote volumemagnetostrictie behoort tot de γ -fase in een gebied dat voor de in aanmerking komende temperaturen dicht bij de $\alpha \rightarrow \gamma$ -grens ligt. Deze empirische regel hebben we ook bij het onderzoek van andere systemen bevestigd gevonden. Zij biedt daarom bij nog onbekende systemen een aanwijzing welke legeringen voor een onderzoek in aanmerking komen. Dit verklaart ook, dat we in grafieken van het verloop van de volumemagnetostrictie en van de uitzettingscoëfficiënt als functie van de samenstelling, tevens de fasegrenzen hebben aangegeven. De overgangen van de α - naar de γ -fase en die van de γ - naar de α -fase zijn daarbij door afzonderlijke lijnen voorgesteld, daar men bij het verhogen en het verlagen van de temperatuur verschillende uitkomsten krijgt.

Het spreekt wel vanzelf, dat, evenals we bij het Fe-Ni-systeem vonden, ook bij andere stelsels een grote volumemagnetostrictie nog niet voldoende is, maar dat ook dI/dT voldoende groot moet zijn en dat dV/dH het gewenste teken moet hebben.

Theoretisch is het denkbaar, dat men door een geschikte keuze der componenten een legering zal kunnen samenstellen die een negatieve uitzettingscoëfficiënt heeft. Fig. 3 toont, dat men dit in het ijzer-platina-systeem praktisch kan verwezenlijken. Ook hier ziet men bevestigd, dat de legering met de minimale uitzettingscoëfficiënt behoort tot de γ -fase en een samenstelling heeft die in het diagram van het systeem dicht bij de grens tussen de α - en de γ -fase (bij kamertemperatuur) ligt, terwijl de Curietemperatuur bij deze samenstelling tamelijk laag is.

Ook bij ternaire systemen hebben we de boven genoemde empirische regel bevestigd gevonden.

Uiteraard geldt hier evenzeer, dat een grote volumemagnetostrictie nog niet voldoende is om een legering een kleine uitzettingscoëfficiënt te geven, maar dat tevens dI/dV voldoende groot moet zijn.

Het ligt voor de hand ook hier de benodigde krommen die betrekking hebben op het verloop van de volumemagnetostrictie, van de Curietemperatuur en de uitzettingscoëfficiënt, in één diagram te tekenen met de fasegrenzen. We brengen daarbij in herinnering, dat men bij de opstelling van zulk een diagram voor een ternair systeem gewoonlijk

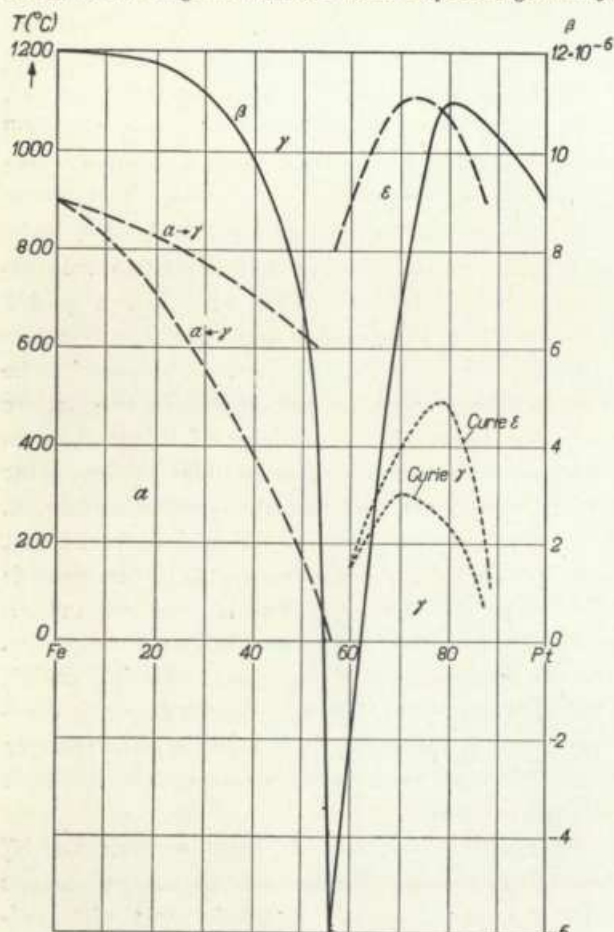


Fig. 3. Het Fe-Pt-systeem met de grenzen van de fasen bij kamertemperatuur, de grootte der Curietemperatuur (zowel voor de γ - als voor de ϵ -fase) en de waarde van de lineaire uitzettingscoëfficiënt (tussen 0 en 100 $^{\circ}\text{C}$). ϵ = een kubisch ruimtelijk gecentreerde fase in dit systeem, verschillend van de α -fase, gedeeltelijk begrensd door de streeplijn. Links is de temperatuur en rechts de waarde van de uitzettingscoëfficiënt uitgezet. Het blijkt, dat de samenstelling der legering zo kan worden gekozen, dat de uitzettingscoëfficiënt negatief is. Ook hier zien we bevestigd, dat de legering met een minimale uitzettingscoëfficiënt behoort tot de γ -fase in een gebied, dat voor de in aanmerking komende temperaturen dicht bij de $\alpha \rightarrow \gamma$ -grens ligt.

uitgaat van een gelijkzijdige driehoek. De hoekpunten corresponderen dan met de zuivere componenten A, B en C der legering, de zijden van de driehoek met de drie binaire systemen AB, BC en CA, terwijl een punt binnen de driehoek een bepaalde ternaire legering karakteriseert. Hierbij wordt gebruik gemaakt van de stelling der planimetrie, welke zegt, dat in een gelijkzijdige driehoek de som der lijnstukken

uit een punt binnen de driehoek, evenwijdig aan de drie zijden getrokken, gelijk is aan de zijde van de driehoek. Zo is in fig. 4: $Pa + Pb + Pc = AB$. Deze eigenschap maakt het mogelijk binnen de driehoek een punt aan te wijzen, dat correspondeert met een legering samengesteld bijv. voor 45% uit het element A, voor 30% uit het element B en voor 25% uit het element C.

In zulk een fasediagram kan men grafisch het verloop aangeven van eigenschappen der legeringen die een functie zijn van de samenstelling. Zo kan men bijv. de fasegrenzen bij een bepaalde temperatuur tekenen, of lijnen die aangeven voor welke samenstellingen de Curietemperatuur een bepaalde waarde heeft. Ook kan men lijnen trekken die de punten verbinden welke corresponderen met samenstellingen die alle dezelfde uitzettingscoëfficiënt hebben.

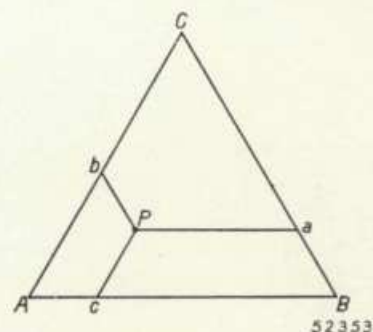


Fig. 4. In de gelijkzijdige driehoek ABC is $Pa + Pb + Pc = AB$.

Figuur 5 biedt een voorbeeld van een fasediagram voor een ternair stelsel, nl. voor het Fe-Ni-Co-systeem. Daarin zijn de fasegrenzen getekend bij kamertemperatuur. Ook is aangegeven voor welke samenstellingen de Curietemperatuur resp. 200 en 500 $^{\circ}\text{C}$ bedraagt en hoe een aantal lijnen van gelijke

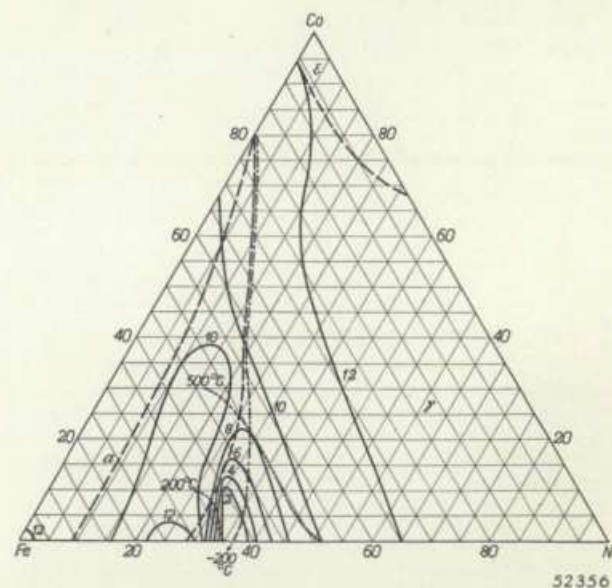


Fig. 5. Het Fe-Co-Ni-systeem met de fasegrenzen bij kamertemperatuur (— lijnen) en wat de $\gamma \rightarrow \alpha$ -overgang betreft bij -200 $^{\circ}\text{C}$ (--- lijnen). Verder is aangegeven voor welke samenstelling de Curietemperatuur resp. 200 en 500 $^{\circ}\text{C}$ bedraagt (---- lijnen) en hoe een aantal lijnen van gelijke uitzettingscoëfficiënt, gemeten tussen 30 en 100 $^{\circ}\text{C}$ lopen (— lijnen). De bij deze laatste curven geplaatste getallen geven aan hoe groot $10^6 \times$ deze uitzettingscoëfficiënt is.

uitzettingscoëfficiënt lopen. Daaruit blijkt, dat men door een geschikte keuze der componenten legeringen kan samenstellen, waarvan de uitzettingscoëfficiënt nul is. Deze legeringen behoren tot de γ -fase in een gebied dat dicht ligt bij de overgang naar de α -fase (bij de in aanmerking komende temperaturen) en waarvoor de Curietemperatuur betrekkelijk laag is. In fig. 5 is ook de grens tussen de α - en de γ -fase bij -200°C aangegeven, omdat deze straks nog ter sprake komt.

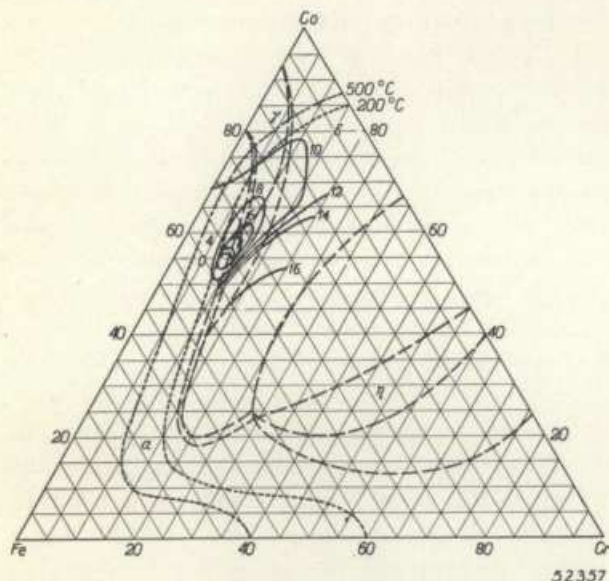


Fig. 6. Het Fe-Co-Cr-systeem met de fasegrenzen bij kamertemperatuur (— lijnen), de samenstelling der legeringen die een Curietemperatuur van 200 resp. 500°C hebben (--- lijnen) en een aantal lijnen van gelijke uitzettingscoëfficiënt, gemeten tussen 20 en 60°C (— lijnen). De bij deze laatste krommen geplaatste getallen geven weer aan hoe groot $10^6 \times$ deze uitzettingscoëfficiënt is.

Om nog een tweede voorbeeld te geven is in fig. 6 het fase-diagram voor het systeem Fe-Cr-Co getekend. Daarin zijn voorgesteld: de fasegrenzen bij kamertemperatuur, een aantal lijnen van gelijke uitzettingscoëfficiënt (gemeten tussen 20 en 60°C) en de samenstellingen der legeringen die een Curietemperatuur van 200 resp. 500°C hebben. Ook hier ziet men de regel bevestigd, dat de legeringen met een kleine uitzettingscoëfficiënt liggen in een gebied der γ -fase dicht bij de grens (voor de temperaturen waarbij gewerkt wordt) van de α -fase en op een plaats waar de Curie temperatuur voldoende laag is.

Het samenstellen van een aansmeltlegering voor hard glas

Nu hierboven de twee voorwaarden waaraan moet worden voldaan (een grote volumemagnetostrictie en een betrekkelijk laag Curie-punt) besproken zijn, zal men misschien de indruk hebben gekregen, dat het samenstellen van legeringen ten behoeve van glas-metaal-aansmeltingen eenvoudig is. In de praktijk kunnen zich echter moeilijkheden voordoen. In het bijzonder is dat het geval wanneer

het metaal moet worden vastgesmolten aan hard glas, dat is glas met een hoge verwekingstemperatuur en een kleine uitzettingscoëfficiënt. Het is zelfs tot dusver niet mogelijk gebleken legeringen te vinden die bruikbaar zijn voor aansmeltingen aan glassoorten met een uitzettingscoëfficiënt $\beta < \text{ca } 40 \cdot 10^{-7}$.

In de eerste plaats dient in aanmerking te worden genomen, dat men dicht bij de grens tussen de α - en de γ -fase werkt. Het gevaar is dan niet denkbeeldig, dat door het optreden van de α -fase, die geen belangrijke volumemagnetostrictie heeft, de uitzettingscoëfficiënt weer de normale waarde van de α -fase krijgt en dus veel te groot wordt.

In de tweede plaats moet het Curiepunt wel betrekkelijk laag liggen, maar toch zo hoog, dat het niet te ver ligt beneden de verwekingstemperatuur van hard glas. De magnetische beïnvloeding van de uitzetting is natuurlijk slechts mogelijk beneden het Curiepunt. Daarboven treedt zelfs de zeer grote uitzettingscoëfficiënt van de γ -fase op.

We willen ten slotte een voorbeeld bespreken van het samenstellen van een metaallegering voor aansmelting aan hard glas. Vroeger kon men daar, omdat de uitzettingscoëfficiënt zo klein moet zijn, alleen molybdeen of wolfrام voor gebruiken. We willen echter uitgaan van het Fe-Ni-Co-systeem, waarvoor het fase-diagram in fig. 5 getekend is. Het zal blijken, dat het in dit systeem juist nog mogelijk is een geschikte aansmeltlegering voor dit glas te maken. Voor glassoorten die het midden houden tussen hard glas en kwartsglas, is dit niet gelukt en wel door twee oorzaken: de uitzettingscoëfficiënten van deze glassoorten zijn nog kleiner dan die van hard glas (kleiner dan $50 \cdot 10^{-7}$) en de verwekingspunten van deze glassoorten zijn te hoog, hetgeen tot gevolg heeft, dat voor de aansmeltmaterialen te hoge Curietemperaturen worden verlangd.

Welke omstandigheden zich in ons geval voordoen, blijkt uit de figuren 7 en 8. Deze hebben betrekking op een tweetal Fe-Ni-Co-legeringen, waarvan bij de eerste, in vergelijking met de tweede, het Ni-gehalte wat hoger en het Fe-gehalte wat lager is. In beide figuren zijn de uitzetting en de verzadigingsmagnetisatie als functie van de temperatuur getekend. Uit de helling van de verzadigingstemperatuur-kromme blijkt, dat voor temperaturen niet ver beneden het Curiepunt dI/dT een behoorlijk grote waarde heeft. Uit de helling van de uitzettingskromme kunnen we de waarde van de uitzettingscoëfficiënt β aflezen. Fig. 7 heeft betrekking op een geval zoals bij vele dergelijke legeringen voorkomt. Boven het Curiepunt heeft de uitzettingscoëfficiënt van dit materiaal de grote waarde

$155 \cdot 10^{-7}$. Bij het Curiepunt begint β kleiner te worden en van 400°C af daalt β tot $60 \cdot 10^{-7}$, een vrij kleine waarde, die echter voor hard glas toch nog te groot is. Bij de tweede legering (waar fig. 8 betrekking op heeft) is het Ni-gehalte verlaagd om aldus beneden het Curiepunt een lagere uitzettingscoëfficiënt te bereiken. Inderdaad blijkt β

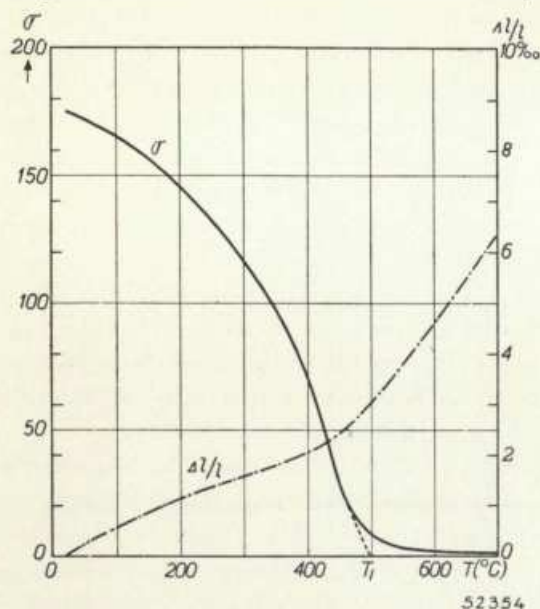


Fig. 7. Het verloop van de magnetische verzadiging per gram ($\sigma = I_s/d$, waarin I_s de normale verzadiging en d de dichtheid in grammen is) als functie van de temperatuur bij een Fe-Ni-Co-legering met een kleine uitzettingscoëfficiënt beneden de Curietemperatuur T_C . In deze figuur is voor dezelfde legering ook het verloop van de uitzetting $\Delta l/l$ als functie van de temperatuur getekend.

tussen 100 en 300°C niet groter te zijn dan $25 \cdot 10^{-7}$. Maar hiertegenover staan de grote nadelen, dat door deze verlaging van het Ni-gehalte het Curiepunt te laag komt te liggen ten opzichte van het verwekingspunt van het glas en dat ook, zoals uit fig. 5 blijkt, de stabiliteit van de γ -fase bij lage temperatuur verdwijnt. Uit dit fasediagram is af te lezen, dat bij een temperatuur van -200°C de grens tussen de α - en de γ -fase gedeeltelijk naar rechts verschoven is. Daardoor kan men bij deze legering door sterk afkoelen, bijv. in vloeibare zuurstof tot -183°C , bereiken, dat het materiaal praktisch volledig wordt omgezet in de α -fase, met het gevolg dat zowel de waarde van de uitzettingscoëfficiënt ($\beta = 86 \cdot 10^{-7}$) als de verzadiging-temperatuur-kromme overeenkomen met die van een normale α -fase. Bij verhitting tot 700°C gaat deze α -fase over in de γ -fase. Deze overgang gaat gepaard met een volumeverandering⁸⁾ (in dit geval een

-vermindering) en bij nog hogere temperaturen vindt men een uitzettingscoëfficiënt die de normale grootte ($\beta = 160 \cdot 10^{-7}$) van de γ -fase heeft. Als men de temperatuur nu weer laat dalen, dan blijft de γ -fase met haar grote uitzettingscoëfficiënt bestaan, totdat (bij ca 425°C) de Curietemperatuur van deze fase bereikt is en men de zeer kleine uitzettingscoëfficiënt $\beta = 25 \cdot 10^{-7}$ krijgt. Bij 100°C begint deze γ -fase echter alweer over te gaan in de α -fase met alle daaraan verbonden bezwaren van veranderingen van het volume en verhogingen van de uitzettingscoëfficiënt.

Al is het op deze wijze mogelijk gebleken een Fe-Ni-Co-legering te maken die voor hard glas bruikbaar is, de overgang van de γ - in de α -fase bij lage temperatuur blijft toch een onaangename eigenschap van dit materiaal. Daar vast staat, dat in dit opzicht met ternaire systemen geen verbetering is te bereiken, doet zich de vraag voor, of de toevoeging van een vierde legeringsbestanddeel de gewenste verandering kan brengen. Men zou daarbij kunnen denken aan elementen die γ -vorming in ijzer bevorderen, zoals Mn, Cu, C en N. De meeste van deze elementen zijn echter onbruikbaar. Wegens hun geringe oplosbaarheid vallen in de praktijk C en N uit, terwijl Mn het Curie-

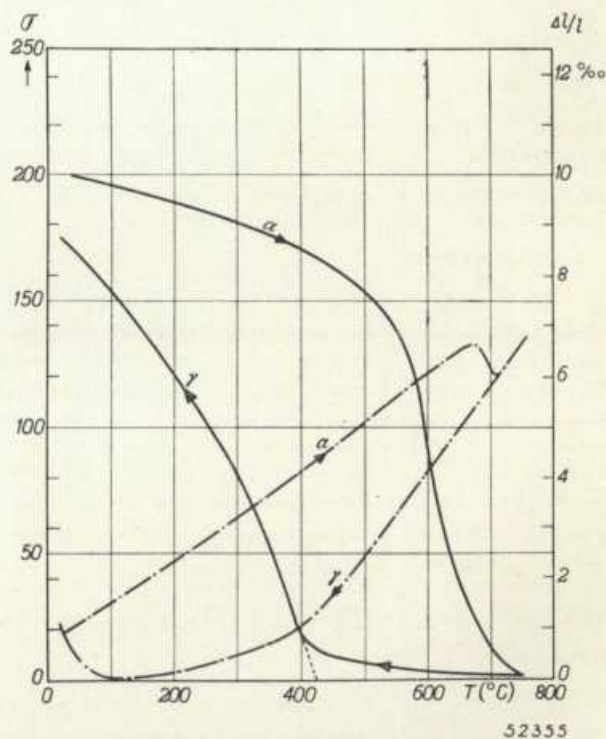


Fig. 8. Het verloop van de uitzetting $\Delta l/l$ (— lijnen) en dat van de magnetische verzadiging per gram σ als functie van de temperatuur (— lijnen) bij een Fe-Ni-Co-legering, die bij eenzelfde temperatuur niet alleen in de γ -, maar ook in de α -fase kan voorkomen. (De α -fase wordt verkregen door het materiaal eerst sterk af te koelen.) De temperatuur is eerst tot 750°C opgevoerd en daarna weer tot kamertemperatuur verlaagd. De krommen worden daarbij in de met een pijl aangegeven richting doorlopen.

⁸⁾ Het is mogelijk, dat de ligging van het Curiepunt op deze verandering nog invloed heeft, want indien men zorg draagt, dat de $\alpha \rightarrow \gamma$ -overgang niet precies bij de temperatuur van het α -Curiepunt plaats grijpt, dan vindt men voor beide effecten afzonderlijke onregelmatigheden.

punt veel te sterk verlaagt. Koper blijkt evenwel bruikbaar, want, indien men een klein percentage Ni door Cu vervangt, dan wordt niet alleen de temperatuur waarbij de $\gamma \rightarrow \alpha$ -transformatie optreedt, verlaagd, maar tevens het Curiepunt iets verhoogd, welke veranderingen beide voor de gewenste aansmeltlegering voor hard glas gunstig zijn. Tabel III bewijst dit. Om dat te constateren moet men daarin regel 4 met regel 1, 5 met 2 en 6 met 3 vergelijken. Het blijkt dan, dat door toevoeging van een vierde element inderdaad een legering gevonden is waarvan de eigenschappen aan de gestelde eisen voldoen.

Tabel III. De uitzettingscoëfficiënt (voor het interval 0 tot 350 °C), het Curiepunt en de temperatuur der $\gamma \rightarrow \alpha$ -transformatie voor enige legeringen van het Fe-Ni-Co-Cu-systeem.

Ni	Co	Cu	Fe ⁹⁾	$\beta_{0-350}^{\circ}\text{C}$	Curie-punt	$\gamma \rightarrow \alpha$ -transformatie
26,7%	17,2%	—	56,1%	$27 \cdot 10^{-7}$	390 °C	+ 100 °C
28,9	17,3	—	53,8	55	430	— 30
29,6	17,5	—	52,9	61	460	— 183
26,5	17,5	1,0%	55,0	35	420	+ 20
26,5	17,5	2,0	54,0	48	450	— 80
26,5	17,5	3,0	53,0	59	480	— 183

⁹⁾ Met eventuele verontreinigingen.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gratis overdrukken. Van de publicaties die met een sterretje * zijn gemerkt, is echter geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken beschikbaar.

1746: J. F. H. Custers: Note on the measurement of specular and diffuse photographic density (Photogr. J., B 87, 59-63, 1947, Mei/Juni).

Bij het meten van de zwarting van fotografische films meet men de kleinste waarde (de zg. diffuse zwarting) als het meetinstrument alle doorgelaten stralen ontvangt en de grootste waarde (de zg. gerichte zwarting) als alleen de loodrecht op de laag doorgelaten flux wordt geregistreerd. De schrijver heeft enkele metingen verricht ten einde een door Pitt (1938) aangegeven methode voor de scheiding van gerichte en diffuse zwarting nader te toetsen. Hij komt tot het besluit dat de methode van Pitt alleen kan worden gebruikt voor films of lagen die verstrooien volgens de cosinuswet van Lambert, terwijl ze van weinig waarde is voor gewone platen of films, daar bij deze de verstrooiing meestal andere wetten volgt.

1747: P. M. van Alphen en C. J. Dippel: New technical possibilities in the micro-reproduction and multiplication of documents (Rapports de la 17me Conférence de la F.I.D. Berne, 25-30 août 1947, No. 1).

Er wordt (in verband met het scheidingsvermogen en de optische condities) een analyse gegeven van de mogelijkheden en de beperkingen bij het maken van micro-reproducties en het lezen van zulke reproducties. Voor de verdere inhoud

zij verwezen naar artikelen van C. J. Dippel en medewerkers in Philips techn. T. 9, 65-72, 1947 (No. 3) en 9, 289-300, 1947 (No. 10).

1748: J. Hoekstra en C. P. Fritzius: De hechting van verf en vernis (De Verfkroniek 20, 195-198, Aug. 1947).

De hechting van verf kan worden gedefinieerd als de energie nodig om de oppervlakte-eenheid van een verflaag van de ondergrond te verwijderen. Daar het praktisch onmogelijk is deze energie te meten, wordt de kracht bepaald die nodig is om de verflaag onder gestandaardiseerde condities van de onderlaag los te trekken. De schrijvers kozen een tangentiële kracht in plaats van een normale. Zij beschrijven een methode waarbij twee metalen blokken met een strook ertussen geklemd, met verf worden bedekt. Na losschroeven wordt de strook evenwijdig aan de verflaag weggetrokken. (Zie ook Philips techn. T. 8, 147-148, 1946.)

1749: J. F. H. Custers: Diffusion of water into a polymer (J. Polymer Sci. 2, 301-305, 1947, No. 3).

In tegenstelling tot gebruikelijke methoden wordt de diffusie van water in een gepolymeriseerd milieu onderzocht door uit te gaan van een schijf uit het materiaal die geheel door water omgeven is. Op deze wijze worden in de praktijk optredende voorwaarden goed nagebootst. Daar een theore-

tische basis gewenst is, worden vergelijkingen afgeleid voor dit soort van diffusie en er worden metingen beschreven aan een houten vloer die phenol-formaldehydehars bevat. Uit deze metingen kan een waarde voor de doordringingsconstante worden afgeleid.

1750*: C. J. Bouwkamp en N. G. de Bruijn: The electrostatic field of a point charge inside a cylinder, in connection with wave guide theory (J. appl. Phys. **18**, 562-577, 1947, No. 6).

Het veld van een puntlading binnen een oneindig lange, holle cirkelcylinder wordt bestudeerd. Het geval van een puntlading gelegen op de as wordt uitvoerig behandeld. De oppervlaktelading komt te voorschijn als oplossing van een integraalvergelijking van het Fourier-type. Hieruit volgt de potentiaalverdeling die door deze ladingen wordt veroorzaakt. Een tweede methode gaat omgekeerd tewerk. Hierbij volgt de potentiaal uit een randwaarde-probleem. Een derde methode is gebaseerd op de theorie van reeksen van Fourier-Bessel-Dini. De potentiaal wordt ontwikkeld in een reeks van discrete eigenfuncties van de potentiaalvergelijking in cylindercoördinaten. De nadruk moet worden gelegd op het feit dat genoemd potentiaalprobleem als richtlijn kan dienen bij de oplossing van vraagstukken betreffende de voortplanting van golven in cilindrische golfpijpen. In het bijzonder de derde methode is zeer nuttig in dit opzicht. De schrijvers laten dit zien voor het geval van acoustische golven.

1751: N. Warmoltz: Variational principles in the theory of the cathode fall of a glow discharge (Physica 's-Grav., **13**, 479-480, 1947, No. 8).

De aandacht wordt gevestigd op een recente opmerking van Seeliger (Phys. Z. **45**, 141, 1944), die critiek uitoefent op Rogowski's theorie van de kathodeval. Men moet de eis stellen dat een zekere functie, die rekening houdt met de ionisatie en het ionentransport, een extreme waarde aanneemt voor de experimenteel optredende veldverdeling. Volgens een door Seeliger aangegeven methode kan men een oneindig aantal van zulke functies vinden, maar het is moeilijk een functie

uit te zoeken die een eenvoudige fysische interpretatie toelaat.

1752: C. J. Bouwkamp: A new method for computing the energy of interaction between two spheres under a general law of force (Physica, 's-Grav., **13**, 501-507, 1947, No. 8).

Er wordt een nieuwe methode aangegeven, die gebaseerd is op de theorie der Bessel-functies, om de wisselwerkingsenergie tussen twee homogene bollen te berekenen. Daarbij mag $V(r)$, de potentiële energie van twee puntvormige eenheidsmassa's op onderlinge afstand r , willekeurig zijn. Voor het bijzondere geval waarin $V(r) \sim r^{-n}$ (n reëel), kan men de wisselwerking gemakkelijk aangeven. Voor gehele waarden van n tussen 1 en 8 leidt een limietovergang tot logaritmische termen.

1753: K. F. Niessen: On a cavity resonator of high quality for the fundamental frequency (Appl. Sci. Res. B **1**, 18-34, 1947, No. 1).

In dit artikel wordt de kwaliteit berekend van een trilholt met parallelogramvormige doorsnede van zeer bepaalde gedaante. Aangetoond wordt, dat deze trilholt zeer goed te gebruiken is, wanneer een goede kwaliteit wordt vereist zonder dat lagere frequenties optreden indien de trilholt deel uitmaakt van een triodegenerator.

1754: M. J. Druyvesteyn: Experiments on the effect of low temperature on some plastic properties of metals (Appl. Sci. Res. A **1**, 66-80, 1947, No. 1).

De rekgrens, de treksterkte, de rek en de hardheid van een aantal polykristallijne metalen werden bij kamertemperaturen en bij -183°C gemeten. De rekgrens was altijd hoger bij -183°C dan bij 20°C . Het verschil is vrij klein ($< 75\%$) voor de cubische vlakkengecentreerde en voor enige hexagonale metalen (bijv. Mg). Voor de ruimtelijk gecentreerde metalen en voor Zn, Cd en Sn is genoemd verschil veel groter. De eerstgenoemde metalen hebben een grotere rek bij lage temperaturen, maar de laatstgenoemde worden bij lage temperatuur bros. De treksterkte en de hardheid nemen in het algemeen toe bij afnemende temperaturen.